



# Du Couplage Ultra-Fort Lumière-Matière

Benjamin Askenazi

## ► To cite this version:

Benjamin Askenazi. Du Couplage Ultra-Fort Lumière-Matière : Nouvelle Ingénierie de Métamatériaux TéraHertz. Gaz Quantiques [cond-mat.quant-gas]. Université Paris Diderot - Paris VII, 2015. Français. NNT : . tel-01267117

**HAL Id: tel-01267117**

**<https://theses.hal.science/tel-01267117>**

Submitted on 3 Feb 2016

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



Distributed under a Creative Commons Attribution - NonCommercial - ShareAlike| 4.0 International License

Université Paris Diderot - Paris VII  
ED 564 : Physique en Ile de France

Doctorat de Physique

# **Du Couplage Ultra-Fort Lumière-Matière**

**Nouvelle Ingénierie de Métamatériaux  
Térahertz**

Benjamin Askenazi

09 Juin 2015



Laboratoire Matériaux et Phénomènes Quantiques



**Rapporteurs :**

Henri BENISTY

Guillaume CASSABOIS

**Examineurs :**

Joël BELLESSA

Aloyse DEGIRON

Giuseppe LEO

**Directeurs de Thèse :**

Carlo SIRTORI

Angela VASANELLI

*« Nous sommes faits de l'étoffe  
dont sont tissés les vents. »*

*« Change, plutôt que tes  
désirs, l'ordre du monde. Tes  
désirs sont désordres... »*

Alain DAMASIO



*« In the beginning there was  
nothing, which exploded. »*

*« Young wizards were always  
talking about splitting the  
thaum, the smallest unit of  
magic.*

*What good would that do?  
The universe was bad enough  
without people poking it. »*

Terry PRATCHETT



# Abstract

Sub-wavelength patterning of one or several materials can give rise to “metamaterials”, with artificial electromagnetic properties. This work is focused on the design and realization of THz metamaterials, exploiting plasmonic cavity engineering and many-body effects in a dense electron gas.

In the first part of this manuscript, many-body effects are investigated through the optical response of an electron gas in a semiconductor layer. The electron gas displays a cooperative response to an incident electromagnetic field : its absorption spectrum shows a unique sharp resonance, centred at an energy that depends on the electronic density and on the confinement. A model is presented that describes infrared absorption of thin doped semiconductor layers as well as intersubband absorption in a quantum well.

When a highly doped semiconductor layer is inserted in a metallic microcavity, the so called “ultra-strong” coupling regime is achieved between the electronic many-body excitation and the cavity fundamental optical mode. Through an optimization of the cavity geometry, I demonstrate a record value of the relative coupling strength at room temperature.

The ultra-strong coupling regime is then used for two different applications : a metamaterial with an artificial photonic reflectivity band and a cavity with an extremely high effective index. Those cavities are then used to realize an incandescent THz source, operating at room temperature.



# Résumé

La structuration artificielle d'un matériau par des motifs sub-longueurs d'onde peut donner lieu à des « métamatériaux », avec des propriétés électromagnétiques qu'on ne retrouve pas dans un milieu naturel. Mon travail de thèse concerne la conception et la réalisation de métamatériaux THz, basés à la fois sur l'ingénierie de cavités plasmoniques et sur les propriétés multi-corps d'un gaz d'électrons dans un semiconducteur.

Dans la première partie de la thèse, j'ai étudié ces propriétés multi-corps à travers la réponse optique du gaz d'électrons. J'ai démontré qu'il répond de façon coopérative à un champ électromagnétique incident : son spectre d'absorption présente une unique résonance étroite, à une énergie qui dépend à la fois de l'éventuel confinement et de la densité électronique. J'ai démontré qu'un même formalisme peut être utilisé pour décrire l'absorption infrarouge dans des couches minces dopées et l'absorption intersousbande dans un puits quantique.

En insérant la couche semiconductrice dans une cavité métallique, un régime de couplage ultra-fort entre l'excitation électronique et le mode fondamental de la cavité peut être atteint. Grâce à l'optimisation de la cavité, j'ai pu démontrer une valeur record de l'énergie de couplage relative à température ambiante.

Le couplage ultra-fort a été ensuite utilisé pour deux applications différentes : la démonstration d'un métamatériau possédant une bande interdite artificielle pour les photons et la réalisation de cavités d'indice optique effectif particulièrement élevé. Ces cavités m'ont permis de concevoir et réaliser une source incandescente de lumière THz, fonctionnant à température ambiante.



# Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier Henri Benisty et Guillaume Cassaboïs pour avoir accepté de rapporter ce manuscrit, pour leur implication et leurs commentaires apportés à ce travail. Je remercie également Joël Bellessa, Aloyse Degiron, ainsi que Giuseppe Leo pour leur participation à mon jury de thèse, pour leurs questions, et pour l'intérêt qu'ils ont montré envers ce sujet.

Je remercie également mes deux directeurs de thèses, Carlo Sirtori et Angela Vasanelli, qui ont permis à ces travaux de voir le jour. Carlo, dont les intuitions et la vision scientifique ont orienté (et réorienté, voir ré-réorienté) mes travaux. Son humour, sa motivation, ainsi que sa pensée subversive ont été clef dans l'ambiance au laboratoire, comme dans l'avancée de ma thèse. Malgré son emploi du temps chargé de directeur du laboratoire, il a toujours trouvé le temps de s'enthousiasmer à propos des données expérimentales les plus fraîchement acquises. J'ai beaucoup apprécié nos nombreuses discussions, qu'elles portent sur les polaritons, le couplage ultra-fort, ou le prochain concert de néo-métal. Je remercie également très chaleureusement Angela pour son engagement sans limites dans ce travail. Sa détermination, sa bonne humeur, son optimisme et son recul m'ont permis d'avancer tout au long de ma thèse. Données expérimentales incompréhensibles, échantillons récalcitrants ou articles délicats ne sont jamais parvenus à diminuer son enthousiasme et son implication à mes côtés. Le présent manuscrit de thèse lui doit aussi énormément, tant pour le fond que la forme. Je la remercie pour ses relectures attentives et minutieuses.

L'ensemble des échantillons présentés dans ce travail ont été épitaxiés par Isabelle Sagnes et Grégoire Beaudoin au Laboratoire de Photonique et de Nanostructure (Marcoussis). C'est la qualité de leur processus de croissance, ainsi que leur volonté de nous fournir toujours de meilleurs échantillons (plus de dopage, plus!) qui a permis à ces travaux d'aboutir. De nombreux membres du laboratoire m'ont aussi apporté leur aide tout au long de ce travail, je remercie ainsi Alessio Andronico pour ces simulations numériques, qui m'ont permis de vérifier les miennes, ainsi que Martial Nicolas et Patrick Lepert pour leur aide dans la conception et pour la réalisation de la presse chauffante.



Je remercie les thésards qui m'ont précédé, Pierre Jouy et Aymeric Delteil, qui ont ouvert tant de portes pour mon travail (même si elles débouchaient sur un labyrinthe). Au sein de mon équipe, je tiens à remercier tous ceux qui m'ont appris, et aidé au cours de mes expériences. Un grand merci à Yanko Todorov pour ses explications, son aide au labo, pour m'avoir mis les mains dans le HF (au sens figuré), et surtout pour son humour tellement unique. Je remercie aussi chaleureusement Maria Amanti pour ses conseils sur le report de substrat et sur toutes les nouvelles idées de micro-fabrication que je lui ai soumise. Merci à tous ceux qui ont fait front avec moi. Dans l'ordre : merci à Maria Vittoria Santacroce pour ces nombreuses heures de manip', à tourner le cryostat inlassablement. J'ai adoré travaillé à tes côtés, et promis, je viendrais te voir à Bari! Merci à Maryam Mesbah pour son aide à la calibration de la presse chauffante. Sans son travail et ses nombreuses mesures, le report de substrat n'aurait pas été possible. Et pour finir, merci à Baptiste Dailly pour m'avoir aidé dans mes mesures quand j'étais submergé par mon manuscrit, et pour avoir eu le courage (ou la témérité) de continuer mon travail au MPQ.

Un grand merci à tous ceux qui ont partagé mes bureaux : Margaux (merci pour ton oreille, et super soirée(s?) crêpes!), Hélène (ton sourire est contagieux), Ariane (je n'ai jamais eu vent d'autant de potins), Pierre G. (mais si, on a presque été voisins), Julien (le seul à avoir aussi une épée), Pierre L. (toujours partant, rarement pour le meilleur), et Daniele (qui n'a toujours pas payé sa tournée). Je dois aussi remercier tous ceux que j'ai empêché de travailler en faisant de la trottinette ou du lancer d'aimant, particulièrement Anna (See you in Honk-Hong!), Stéphan (merci pour ton aide précieuse en salle blanche, on a échappé au surnom!), et Thibault (merci pour ton soutien, vent debout, contre l'entropie du labo, pour tes merveilleux montages, et tes enceintes... c'était moi!<sup>1</sup>). Merci à Giulia P. pour son magnifique surnom (tling tling), et merci à Benjamin et Giulia F. de m'avoir permis de m'en débarrasser et de me venger. Merci à Cherif pour les sessions d'Opeth (You can't kill the metal; The metal will live on). Merci à Vishal, Djamal, Simon, et Alireza pour les discussions au labo comme au bar, et merci à Aymeric et Jean-Michel pour leur motivation sans bornes pour le dit bar. Un petit mot de plus à tous ceux qui m'ont aidé, une fois, voir plus, à trouver cet insaisissable signal. Merci à Christophe, Pascal, et Michael pour leur indispensable aide en salle blanche, surtout quand rien ne marche. Un grand merci à tous les thésards des autres équipes, qui ont contribué à rendre le travail au MPQ aussi agréable. J'en profite pour remercier Cécile, pour l'Apocalyptica que je dois encore entendre et pour la commission, et William, il faut savoir vivre dangereusement en salle blanche, pour la bonne représentation de ma promo (ou presque...).

Enfin, je tiens à remercier ceux qui m'ont permis d'arriver aux portes du MPQ en

---

1. Cette déclaration est un trait d'humour, pas un aveux. Elle n'est en aucun cas recevable en tant que preuve. D'ailleurs on sait tous que c'était Stéphan...

premier lieu, ma famille. Un grand merci à Manor pour m'avoir donné le goût des sciences, que ce soit avec des fusées ou des expériences de chimie, et surtout pour m'avoir forcé à l'égaliser en démarrant lui-même un doctorat. Merci à mon père dont la logique m'a toujours imprégnée (objectif, ou subjectif?), et pour l'esprit de saine compétition qu'il a instauré, dans le but à peine voilé de pouvoir se vanter de ses fils docteurs. Merci à ma mère, dont j'ai hérité de l'organisation (et heureusement), pour son soutien indéfectible et sa compréhension en toutes circonstances. Merci à Gabriel de m'avoir permis, depuis la prépa, de diminuer mon stress (l'état sauvage n'est jamais loin...), en gardant toujours le sourire.

Ma dernière pensée chaleureuse va à tous les amis qui m'ont supporté (dans tous les sens du terme) au cours de ces 3 années de thèse. Vincent, toujours présent, Marie et Philine, d'une folie rafraichissante, Chloé, qui aura laissé son empreinte de terreux à P7. Enfin un grand merci à Marie, pour sa patiente relecture, son support quotidien, et pour tout ce qui n'a pas sa place ici.

A tous,  
Merci !



# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1. Interaction Lumière-Matière dans les Semiconducteurs Dopés</b>	<b>5</b>
1.1. Les Semiconducteurs III-V, Structure Cristalline et Bandes . . . . .	6
1.2. Absorption par Porteurs Libres . . . . .	9
1.3. Absorption en Couche Mince . . . . .	11
1.4. Puits Quantiques et Excitations Intersousbandes . . . . .	14
1.4.1. Puits Quantiques . . . . .	14
1.4.2. Absorption Intersousbande . . . . .	16
1.4.3. Plasmon Intersousbande . . . . .	20
1.4.4. Plasmon Multisousbande . . . . .	22
1.5. Couplage Fort Lumière-Matière . . . . .	25
1.5.1. Modèle Quantique Exact . . . . .	25
1.5.2. Couplage Fort . . . . .	29
1.5.3. Couplage Ultra-Fort . . . . .	30
1.6. Etat de l'Art des Systèmes en Couplage Ultra-Fort . . . . .	33
<b>2. Du Confinement Electronique au Confinement Plasmonique</b>	<b>35</b>
2.1. Simulation de la Réponse Optique Infrarouge d'un Puits Quantique Dopé . . . . .	36
2.1.1. Modèle de Drude-Lorentz Généralisé . . . . .	36
2.1.2. Contributions Résonantes à la Permittivité Diélectrique . . . . .	39
2.1.3. Simulation de la Réponse Optique d'un Système Multicouches par Eléments Finis . . . . .	41
2.2. De l'Excitation Intersousbande au Mode de Berreman : Etude Théorique	45
2.2.1. Etude de la Permittivité Diélectrique d'un Gaz Bidimensionnel d'Electrons . . . . .	45
2.2.2. Mode de Berreman . . . . .	53
2.2.3. Effet Epsilon Near Zero . . . . .	56
2.2.4. De la Couche Mince au Matériau Massif . . . . .	59

2.3.	De la Transition Intersousbande au Mode de Berreman : Etude Ex- périmentale . . . . .	61
2.3.1.	Echantillons et Montage Expérimental . . . . .	61
2.3.2.	Spectres d’Absorption . . . . .	68
<b>3.</b>	<b>Mode de Berreman en Cavité Double Métal : Couplage Ultra-Fort</b>	<b>73</b>
3.1.	Cavité Double Métal . . . . .	74
3.1.1.	Guides d’Onde . . . . .	74
3.1.2.	Du Guide à la Cavité Double Métal . . . . .	75
3.1.3.	Simulation des Modes de Cavité et Influence des Paramètres Géométriques . . . . .	78
3.1.4.	Influence de la Géométrie . . . . .	82
3.2.	Fabrication de Cavités Double Métal . . . . .	85
3.2.1.	Collage Epoxy . . . . .	87
3.2.2.	Thermocompression . . . . .	87
3.2.3.	Retrait du Substrat de Croissance . . . . .	90
3.3.	Démonstration Expérimentale du Régime de Couplage Ultra-Fort . .	92
3.3.1.	Recouvrement entre le Mode de Cavité et l’Excitation Elec- tronique . . . . .	92
3.3.2.	Choix de l’Echantillon . . . . .	96
3.3.3.	Mesures de Réflectivité . . . . .	99
3.3.4.	Dispersion Polaritonique . . . . .	103
3.3.5.	Comparaison avec la Littérature . . . . .	107
3.3.6.	Métamatériaux Polaritoniques . . . . .	108
<b>4.</b>	<b>Ingénierie de Cavités THz par Couplage Ultra-Fort</b>	<b>111</b>
4.1.	Optimisation du Recouvrement . . . . .	112
4.1.1.	Cavités Gravées . . . . .	112
4.1.2.	Intégrale de Recouvrement et Dispersion Polaritonique . . . .	117
4.2.	Optimisation du Contraste du Polariton Inférieur . . . . .	119
4.2.1.	Energie du Polariton et Coefficients de Hopfield . . . . .	120
4.2.2.	Optimisation de la Cavité . . . . .	125
4.3.	Fabrication de l’Echantillon . . . . .	129
4.4.	Résultats Expérimentaux . . . . .	136
4.4.1.	Spectres de Réflectivité . . . . .	136
4.4.2.	Dispersion Polaritonique . . . . .	140
4.4.3.	Comparaison des Systèmes en Couplage Ultra-Fort Mesurés .	144
<b>5.</b>	<b>Source de Radiation THz à Température Ambiante</b>	<b>149</b>
5.1.	Fabrication de l’Echantillon . . . . .	150
5.1.1.	Principe et Défis . . . . .	150
5.1.2.	Procédé Complet . . . . .	153
5.2.	Incandescence THz par la Branche Polaritonique Inférieure . . . .	161
5.2.1.	Montage Expérimental . . . . .	161

5.2.2. Emission à Température Ambiante . . . . .	164
5.2.3. Emission à Basse Température . . . . .	171
5.2.4. Incandescence et Réflectivité . . . . .	172
<b>Conclusion</b>	<b>175</b>
<b>Supplément</b>	<b>179</b>
<b>I. Modes de Berreman Généralisés à Plusieurs Dimensions</b>	<b>181</b>
I.1. Prédiction Numérique . . . . .	181
I.2. Fabrication des Echantillons . . . . .	183
I.3. Résultats Expérimentaux . . . . .	187
I.4. Interprétation . . . . .	191
<b>Annexes</b>	<b>195</b>
<b>A. Indice Optique des Semiconducteurs Ternaires</b>	<b>197</b>
<b>B. Simulations des Facteurs de Qualité Optiques</b>	<b>201</b>
<b>C. Contraste et Couplage Relatif</b>	<b>205</b>
<b>D. Influence de la Silice sur les Modes Couplés</b>	<b>207</b>
<b>E. Fiches de Croissances</b>	<b>209</b>
<b>Bibliographie</b>	<b>213</b>



# Introduction

Les propriétés physiques d'un matériau massif sont majoritairement déterminées par sa composition chimique et son arrangement atomique. Depuis les premières réalisations d'alliages métalliques dans l'antiquité, la maîtrise de ces propriétés a toujours été au cœur des avancées techniques, technologiques, et scientifiques. De nos jours, les technologies du silicium sont un exemple éclatant du contrôle des propriétés physiques d'un matériau. Elles ont permis, grâce au progrès des procédés de croissance et fabrication, le développement et la miniaturisation de l'électronique. Ces procédés, précis à un niveau moléculaire, voire atomique, sont à l'origine de l'essor des nanotechnologies [1].

Dans le domaine de l'optique, la structuration artificielle d'un matériau par des motifs sub-longueur d'onde permet de modifier grandement sa réponse à un champ électromagnétique. Depuis le début du XXI<sup>e</sup> siècle, ces systèmes font l'objet d'une littérature fournie, et sont connus sous le nom de métamatériaux [2, 3]. On peut faire remonter leur origine à la prédiction théorique, émise par Veselago en 1967, concernant l'électrodynamique d'un hypothétique matériau de permittivité diélectrique et de perméabilité magnétique négatives [4]. Depuis, les chercheurs ont pu réaliser des matériaux dont l'indice de réfraction est négatif [5, 6, 7], nul ou quasi-nul [8], des optiques planes à haute résolution (super-lentilles) [9, 10, 11, 12], ou des dispositifs d'invisibilité [13, 14, 15].

La structuration des matériaux permet aussi d'atteindre des régimes de forts confinements photoniques ou électroniques. On peut notamment mentionner l'utilisation de miroirs de Bragg dans la réalisation de guides d'onde ou de cavités, ou les cristaux photoniques [16, 17, 18], qui permettent de confiner la lumière dans de très faibles volumes. L'intensité des champs électromagnétiques ainsi confinés peut exacerber certains phénomènes physiques, tels que les non-linéarités optiques [19]. Dans le domaine des semiconducteurs, le confinement peut aussi être utilisé pour limiter les degrés de liberté spatiaux des électrons, jusqu'à atteindre un régime quantique, lorsque la taille du système devient comparable à longueur d'onde de De Broglie de l'électron [20]. Ainsi, les boîtes quantiques produisent un confinement dans les trois



directions de l'espace, comparable à celui subi par les électrons dans un atome. Il est aussi possible d'obtenir des confinements de différentes symétries, avec par exemple les fils ou les puits quantiques qui offrent un confinement bi ou unidimensionnel [21].

Les techniques de croissance et de fabrication des semiconducteurs permettent de réaliser des structures artificielles dans lesquelles on confine à la fois les électrons (contrôle des degrés de liberté spatiaux) et les photons (contrôle de l'indice optique). Cette grande maîtrise des propriétés du matériau permet de concevoir des systèmes dans lesquels une excitation électronique et un mode photonique sont en interaction. Lorsque l'échange d'énergie entre les deux composantes de ce système est suffisamment rapide, les états propres du système deviennent des états mixtes lumière-matière. On parle alors de couplage fort lumière-matière.

Les premières observations d'un couplage fort entre un mode de cavité et un exciton dans un puits quantique datent de 1992 [22]. Les états mixtes créés par ce couplage sont appelés polaritons de microcavité, et ils possèdent des propriétés intermédiaires entre celles des excitons et des photons qui les composent [23, 24]. Depuis cette découverte, de nombreux systèmes ont été proposés et démontrés pour observer les polaritons, variant le type de confinement électronique (boîte ou puits quantique), ou la géométrie de la cavité (micropiliers, microdisques ou cristaux photoniques) [25, 26, 27, 28]. Le couplage à la lumière des excitons a permis d'observer des phénomènes physiques inédits dans les semiconducteurs, tels que la condensation de Bose, la superfluidité, ou le laser sans inversion de population [29, 30, 31, 32].

Le travail présenté dans ce manuscrit s'attache aux longueurs d'onde allant de l'infrarouge moyen au domaine THz. A ces longueurs d'onde, dans les semiconducteurs, les transitions optiques les plus utilisées sont les transitions intersousbandes, qui ont lieu entre deux états confinés de la bande de conduction (ou de valence) d'un puits quantique [33]. La longueur d'onde de la transition optique dépend de la séparation énergétique entre les niveaux confinés, fixée par l'épaisseur du puits. Leur couplage fort à un mode de cavité donne lieu à une nouvelle quasi-particule : le polariton intersousbande. L'existence de ces polaritons a été prédite en 1997 [34] et démontrée en 2003 [35]. De plus, il a été démontré théoriquement en 2005 [36] que les polaritons intersousbandes permettent d'atteindre un régime dans lequel l'énergie du couplage (l'énergie de Rabi) devient proche de celle de la transition électronique. Dans ce régime de couplage, dit « ultra-fort », les propriétés des états polaritoniques sont grandement modifiées, et les approximations habituellement utilisées pour décrire l'interaction lumière-matière ne sont plus valables. Ce régime a déjà été observé dans le moyen infrarouge et le THz [37, 38], grâce à des densités électroniques particulièrement importantes. L'étude expérimentale de ce régime, ainsi que des propriétés optiques des polaritons ainsi générés, constitue le cœur de ce travail de thèse.

Une partie importante de mon travail a été consacrée à l'ingénierie de cavités photoniques ainsi qu'à l'optimisation de l'interaction entre leur mode fondamental

et un gaz dense d'électrons, afin de pousser le couplage ultra-fort jusqu'à ses ultimes retranchements. Les résultats de cette étude m'ont permis de concevoir, réaliser et caractériser un échantillon témoignant d'une interaction lumière-matière sans précédent à température ambiante. La valeur record observée est exploitée pour modifier les propriétés optiques des matériaux. J'ai ainsi pu concevoir des métamatériaux possédant une bande interdite artificielle pour les photons, ou des cavités d'indice optique effectif particulièrement élevé. Ce dernier dispositif m'a amené à concevoir et réaliser une source incandescente de lumière THz, fonctionnant à température ambiante.

Le manuscrit est organisé comme suit.

Le premier chapitre introduira le couplage fort et ultra-fort à la lumière d'un gaz bidimensionnel d'électrons. Il mettra en exergue les concepts utilisés lors de ce travail et importants pour les chapitres qui suivront, et présentera un état de l'art des systèmes en couplage ultra-fort.

Dans le second chapitre, une étude théorique et expérimentale sera menée sur des puits quantiques très dopés d'épaisseur croissante. Il y sera montré, en variant l'épaisseur du puits et la densité d'électrons, que des excitations collectives aux propriétés différentes peuvent être observées. Je démontrerai qu'un même formalisme peut être utilisé pour décrire l'absorption infrarouge dans des couches minces et l'absorption intersousbande dans un puits quantique.

Le troisième chapitre s'attache à discuter les propriétés d'une cavité constituée de deux miroirs métalliques. Quand elle est remplie d'un gaz dense d'électrons, le régime de couplage ultra-fort entre le mode de cavité et l'excitation électronique collective est atteint. Je montrerai dans ce système une intensité de couplage record à température ambiante.

Il sera ensuite montré, dans le chapitre 4, comment le régime de couplage ultra-fort peut être utilisé pour obtenir un mode polaritonique dans le domaine THz, à partir d'une excitation électronique collective dans l'infrarouge moyen, transférant ainsi dans le THz une fraction importante du dipôle associé à cette excitation.

Le cinquième chapitre présentera ensuite une application de cette réalisation, au travers d'une source incandescente de radiation THz fonctionnant à température ambiante. Les différents défis techniques concernant la fabrication d'un tel dispositif seront adressés, avant d'analyser ses performances.

D'autres résultats, connexes à ce travail, seront présentés en supplément et en annexes. Le supplément portera sur la structuration latérale de couches minces dopées.

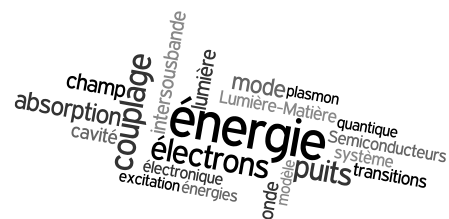
Les annexes détailleront la modélisation de l'indice optique des matériaux ternaires, le calcul numérique des facteurs de qualité des cavités, une analyse de structures présentant un couplage lumière-matière quasi unitaire, ainsi que les fiches de croissance des échantillons étudiés expérimentalement.

# Chapitre 1

## Interaction Lumière-Matière dans les Semiconducteurs Dopés

Ce travail de thèse concerne l'interaction de gaz d'électrons dans des couches semiconductrices III-V avec la lumière. Dans ce premier chapitre, je présente les principaux concepts et modèles théoriques sur lesquels ce travail s'appuie.

Je discute notamment de l'absorption de la lumière infrarouge par les électrons de conduction dans un matériau massif, puis dans une couche mince, et enfin dans un puits quantique. J'introduis ensuite les régimes de couplage fort et ultra-fort entre une excitation électronique et un mode de cavité.

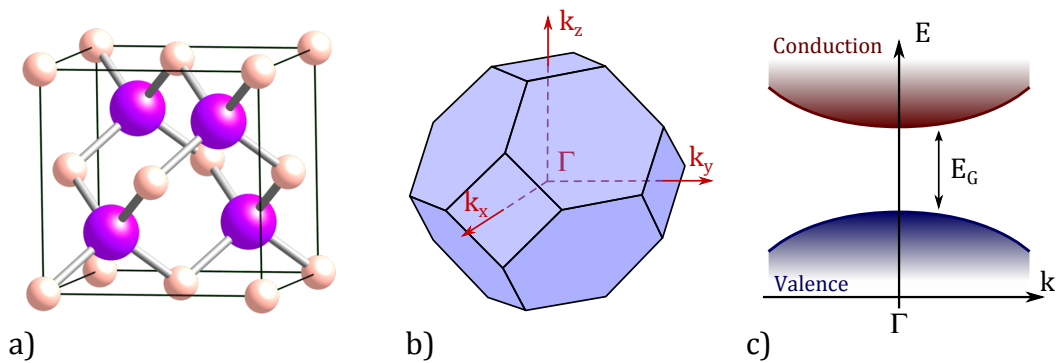


## 1.1. Les Semiconducteurs III-V, Structure Cristalline et Bandes

Les semiconducteurs III-V tiennent leur nom de la position de leurs composants dans le tableau de classification périodique de Mendeleïev. Ce sont des structures cristallines obtenues à partir d'un ou plusieurs éléments de la troisième colonne, alliés avec un ou plusieurs éléments de la cinquième colonne. Dans les cas considérés ici, ces atomes s'arrangent en une maille cristalline de type "zinc-blende" : les éléments des deux groupes forment deux mailles cubiques à faces centrées, l'une des deux occupant la moitié des cavités tétraédriques de l'autre. En d'autres termes, comme le montre la Figure 1.1.a, l'une des deux mailles est décalée d'un quart de la diagonale du cube par rapport à la seconde. Cette maille est caractérisée par le côté du cube qui la définit, appelé paramètre de maille, et qui varie selon la composition atomique du semiconducteur.

Cet arrangement des atomes résulte en une structure de bande caractérisée par l'existence de bandes d'énergies permises, séparées par des bandes interdites. La dernière bande complètement occupée est appelée bande de valence. La bande d'énergie permise qui la suit est appelée bande de conduction. Elles sont séparées par une bande interdite, aussi appelée *energy gap*. Cette structure de bande est schématisée dans la Figure 1.1.c. La bande de conduction peut contenir des électrons ayant une énergie supérieure aux électrons de valence. Cet excès d'énergie peut venir d'une excitation thermique, ou de l'ionisation d'une impureté, par exemple. Les électrons ainsi promus peuvent participer à un courant électrique dans la structure.

La zone de Brillouin correspondante à la maille zinc-blende est représentée dans



**Figure 1.1.:** a) Maille d'une structure cristalline de type "zinc-blende". Les atomes violets sont arrangés comme les roses, à une translation près. b) Zone de Brillouin correspondante à cette maille cristalline. c) Schématisation des bandes de valence et de conduction dans le cas d'un semiconducteur à *gap* direct.

la Figure 1.1.b. C'est un octaèdre à faces tronquées, de centre de zone  $\Gamma$ . Pour la plupart des matériaux étudiés ici,  $\Gamma$  correspond aux extrema d'énergie des bandes de conduction et de valence. Les semiconducteurs utilisés dans ce travail sont donc des matériaux à *gap* direct.

On définit la masse effective par le biais de la courbure des bandes d'énergies :

$$m_{i,j}^* = \hbar^2 \left( \frac{\partial^2 E}{\partial k_i \partial k_j} \right)^{-1}$$

où  $E$  est l'énergie de l'électron,  $\vec{k}$  est son vecteur d'onde. Les électrons de la bande de conduction sont alors considérés libres, et de masse  $m^*$ . Il peut être montré [39] que dans le cas de matériaux possédant une large bande interdite, on peut considérer la masse effective constante autour de chaque point de symétrie du cristal. En particulier, pour des vecteurs d'ondes faibles (au point  $\Gamma$ ) :

$$m^* = \hbar^2 \left( \frac{\partial^2 E}{\partial k^2} \right)^{-1} (k = 0)$$

Cette approximation revient à considérer que la bande de conduction est parabolique autour du point  $\Gamma$ .

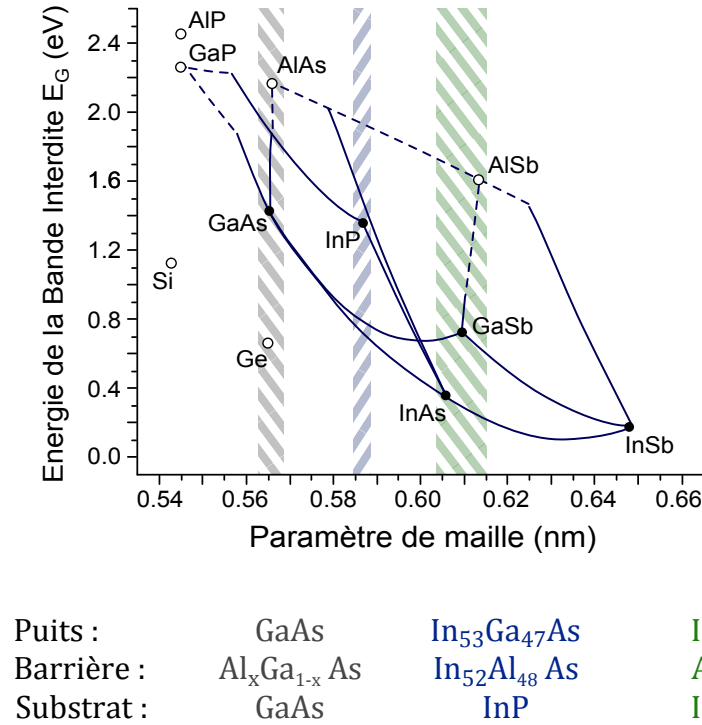
Les techniques d'épitaxie permettent la fabrication de différents composés III-V avec une grande pureté. Il est aussi possible d'alterner différents matériaux dont le paramètre de maille est proche (pour créer des hétérostructures) ou très différent (pour induire des contraintes, pouvant mener à la formation d'îlots<sup>1</sup>). La Figure 1.2 montre les paramètres de maille de différents alliages de composés III-V. On voit se dégager plusieurs systèmes de matériaux, dont les paramètres de maille sont proches. Je n'ai représenté sur ce graphique que les systèmes que j'ai étudiés lors de ma thèse. Ils peuvent tous trois être utilisés pour créer des hétérostructures et ont chacun des propriétés chimiques et électroniques propres. Le choix de la famille de matériaux à utiliser dépend grandement de ces propriétés<sup>2</sup>, et des longueurs d'onde d'intérêt.

Les résultats présentés ici ont, pour la plupart, été obtenus avec des structures de la famille *InP* (phosphure d'indium). Ces structures ont été réalisées par épitaxie en phase vapeur aux organométalliques (ou MOCVD, pour *Metalorganic Chemical Vapor Deposition*) au Laboratoire de Photonique et Nanostructures de Marcoussis par Isabelle SAGNES et Grégoire BEAUDOIN. Cette méthode chimique offre l'avantage d'une grande vitesse de croissance et d'une bonne reproductibilité. Les échantillons en arséniure de gallium, ou en arséniure d'indium ont été réalisés par épitaxie

---

1. Cette méthode est utilisée pour la fabrication de boîtes quantiques, et ne sera pas traitée dans ce travail.

2. Notamment de la discontinuité de la bande de conduction à la jonction entre les matériaux de *gap* différents.



**Figure 1.2.:** Energie de la bande interdite de différents semiconducteurs en fonction de leur paramètre de maille. Les III-V binaires sont représentés par des ronds, et leur alliage par des courbes. Les ronds ouverts et les courbes en pointillés représentent des matériaux à *gap* indirect.

par jet moléculaire (ou MBE, pour *Molecular Beam Epitaxy*) par Giorgio BIASIOL au TASC (Trieste). Cette méthode de croissance physique, très répandue, offre un contrôle quasi monoatomique des couches, mais des temps de croissance plus longs.

Ces deux techniques de croissance des semiconducteurs III-V permettent l'insertion contrôlée d'impuretés dans le cristal, qui peuvent être ionisées par la température. Ainsi, selon la configuration électronique de valence de l'impureté, l'ion peut être donneur ou accepteur d'électrons. Les structures présentées ici présentent des couches dopées  $n$  (négativement), à l'aide d'ions silicium. Ceux-ci prennent la place d'atomes du groupe III dans la maille cristalline. Le silicium étant un élément du groupe quatre, il se comporte dans ce cas en donneur.

La densité maximale d'atomes dopants dépend des moyens techniques, ainsi que de la solubilité limite des impuretés. En cela, elle varie d'une famille de matériaux à une autre. Le Tableau 1.1 donne un ordre de grandeur des valeurs maximales at-

<i>Matériaux</i>	GaAs / AlGaAs	InGaAs / InAlAs // InP	InAs/AlSb
<i>Dopage maximal</i> ( $cm^{-3}$ )	$8 \times 10^{18}$	$2 \times 10^{19}$	$5 \times 10^{19}$

**Table 1.1.:** Ordre de grandeur des dopages maximaux en fonction des familles de matériaux.

tendues dans les familles de semiconducteurs utilisées dans ce travail.

## 1.2. Absorption par Porteurs Libres

Les électrons libres en bande de conduction, de masse  $m^*$ , peuvent être décrits par le modèle de Drude [40]. On peut dès lors leur attribuer une pulsation plasma :

$$\omega_P = \sqrt{\frac{N_V e^2}{m^* \epsilon_0 \epsilon_\infty}} \quad (1.1)$$

ainsi qu'une conductivité :

$$\sigma = i \epsilon_0 \epsilon_\infty \frac{\omega_P^2}{\omega + i/\tau}$$

où  $N_V$  est la densité volumique d'électrons,  $e$  la charge élémentaire,  $\epsilon_0$  la permittivité du vide,  $\epsilon_\infty$  la permittivité du matériau à haute fréquence<sup>3</sup>, et  $\tau$  le temps de libre parcours moyen d'un électron (dépendant du dopage).

Pour décrire l'interaction de ces électrons avec la lumière, on cherche à déterminer la permittivité diélectrique complexe du milieu. Il est possible d'obtenir cette grandeur à partir de la définition de la conductivité :

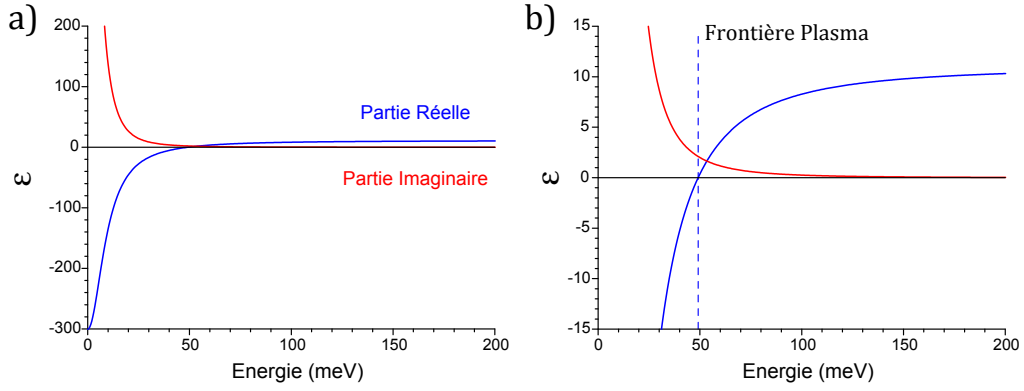
$$\begin{aligned} \epsilon &= \epsilon_\infty + i \frac{\sigma}{\omega \epsilon_0} \\ &= \epsilon_\infty \left( 1 - \frac{\omega_P^2}{\omega^2 + i\omega/\tau} \right) \end{aligned} \quad (1.2)$$

Dans un matériau massif, les électrons sont libres de se déplacer dans les trois directions de l'espace en présence du champ électrique d'une onde incidente. Ils vont ainsi absorber une partie de la lumière traversant le cristal. Cette absorption étant due au déplacement des électrons non-liés, on parle d'absorption par porteurs libres.

---

3. C'est à dire en l'absence de charges. En effet, à une fréquence grande devant le temps de réponse caractéristique des électrons, le champs oscillant n'interagit pas avec ces derniers.





**Figure 1.3.:** a) Parties réelle (en bleu) et imaginaire (en rouge) de la permittivité donnée par le modèle de Drude (Équation 1.2). b) Agrandissement de ces courbes autour de  $\epsilon = 0$ .

Son importance dépend de la longueur d'onde et de la fréquence plasma  $\omega_P$  des électrons.

Le coefficient d'absorption, souvent exprimé en  $\text{cm}^{-1}$ , est défini par la formule [41] :

$$\alpha = \frac{\Re(\sigma)}{c\epsilon_0\sqrt{\epsilon_\infty}} \quad (1.3)$$

On peut exprimer ce dernier en fonction de la permittivité diélectrique ou de l'indice de réfraction :

$$\begin{aligned} \alpha &= \frac{\omega}{c\sqrt{\epsilon_\infty}} \Im(\epsilon) \\ &= \frac{4\pi}{\lambda_0} \frac{n}{\sqrt{\epsilon_\infty}} \kappa \end{aligned} \quad (1.4)$$

où  $c$  est la vitesse de la lumière,  $\lambda_0$  est la longueur d'onde dans le vide, et  $n$  et  $\kappa$  sont respectivement la partie réelle et imaginaire de l'indice de réfraction ( $\sqrt{\epsilon} = n + i\kappa$ ). On remarque que, à partir de cette définition,  $\alpha \propto \Im(\epsilon)$ . Il est à noter que, loin de l'énergie des résonances du matériau (telles que celles dues aux phonons), la partie réelle de l'indice de réfraction n'est que peu modifiée par rapport à sa valeur à l'infini. Le rapport  $\frac{n}{\sqrt{\epsilon_\infty}}$  est donc souvent considéré comme valant 1.

La Figure 1.3 montre les parties réelle (en bleu) et imaginaire (en rouge) de la permittivité (calculée avec l'Équation 1.2) pour  $E_P = \hbar\omega_P = 50\text{meV}$ ,  $\tau = 440\text{fs}$  et  $\epsilon_\infty = 11.6$ , ce qui correspond à une couche d'*InGaAs* de densité volumique d'électrons de  $N_V \approx 10^{18}\text{cm}^{-3}$ . La Figure 1.3.a présente ces courbes avec une échelle large.

On remarque que la partie réelle de la permittivité est positive pour des énergies élevées, et qu'elle diminue jusqu'à devenir négative pour des énergies faibles. Sa partie imaginaire, quant à elle, est nulle pour les énergies élevées, et augmente quand l'énergie diminue. Ces deux grandeurs peuvent atteindre des valeurs particulièrement élevées, typiques des métaux, pour des énergies faibles.

La Figure 1.3.b montre un agrandissement de ces courbes, centré autour de  $\epsilon = 0$ . On distingue alors plus aisément la décroissance de la partie imaginaire, ainsi que le changement de signe de la partie réelle. Le point d'annulation de cette dernière est appelé frontière plasma, ou *plasma edge*. Il est représenté par la ligne bleue en pointillé sur le graphique. Si le temps  $\tau$  est suffisamment grand, comme c'est le cas ici, cette frontière correspond à l'énergie de plasma du gaz d'électrons. Pour des énergies plus élevées que la frontière plasma, le matériau se comporte comme un diélectrique. Pour des énergies plus faibles, sa réponse à la lumière est proche de celle d'un métal. C'est également pour des énergies inférieures à cette frontière que la partie imaginaire de la permittivité commence à augmenter significativement, entraînant une augmentation de l'absorption de la lumière à ces énergies ( $\alpha \propto \Im(\epsilon)$ ).

## 1.3. Absorption en Couche Mince

Si l'une des dimensions du matériau diminue, on quitte le régime des matériaux massifs pour atteindre celui des couches minces. Cela se produit quand l'épaisseur  $d$  des couches dopées devient comparable à la longueur d'onde de plasma :  $d \sim 2\pi c/\omega_P$ . Dans ce cas, la réponse optique dépend de la direction considérée. Dans le plan de la couche mince, les électrons sont libres (comme dans le cas d'un matériau massif). Pour un champ incident polarisé orthogonalement au plan des couches, on observe une résonance dans le spectre de la lumière transmise à l'énergie de plasma, qui correspond au zéro de la partie réelle de la permittivité. Cette résonance est connue sous le nom de "mode de Berreman" [42]. Ces modes ont été observés originellement pour des phonons optiques dans des couches minces [43]. Dans ce cas aussi, la lumière ne peut se coupler aux phonons optiques longitudinaux que si la couche est suffisamment fine. Plus tard, le concept a été étendu aux couches minces dopées.

La référence [42] montre comment obtenir les coefficients de réflectivité ( $R$ ) et de transmittance ( $T$ ) d'une couche mince semiconductrice entourée d'air. On définit l'épaisseur relative de la couche comme  $\delta = d\omega/c$ , où  $d$  est l'épaisseur de la couche, et  $\omega$  la pulsation de la lumière. Quand  $\delta \ll 1$ , la réflectivité de la couche dopée est négligeable, et la transmittance est donnée, au voisinage de l'énergie de plasma, par :

$$T = 1 - \delta \frac{\sin^2(\theta_i)}{\cos(\theta_i)} \Im\left(\frac{-1}{\epsilon}\right) \quad (1.5)$$

où  $\theta_i$  est l'angle interne de propagation de la lumière dans le semiconducteur. La transmittance dépend donc de l'inverse de la permittivité.

Cette dépendance témoigne du fait que le champ subit par les électrons n'est pas dû uniquement à la lumière incidente. En effet, à cause de l'épaisseur du film (faible face aux longueurs d'onde), chaque électron est soumis au champ créé par ses voisins, en plus de celui de l'onde incidente. Chaque électron est donc soumis à un champ  $\vec{E}_{tot} = \vec{E}_{int} + \vec{E}_{ext}$ , où  $\vec{E}_{ext}$  représente la lumière incidente. La permittivité diélectrique, tout comme la conductivité qui lui est liée, représentent la réponse du milieu au champ total. Ce ne sont donc pas des grandeurs adaptées pour calculer l'absorption de la couche mince, qui est une réponse au champ extérieur. L'Équation 1.4 ne s'applique donc pas dans ce cas.

Pour calculer l'absorption, et retrouver sa dépendance en  $\Im(-1/\epsilon)$ , on utilise les propriétés du champ de déplacement électrique  $\vec{D} = \epsilon \vec{E}$ , dont la composante normale est continue aux interfaces. Cette propriété permet de lier les champs extérieur et total. Pour la composante du champ selon  $z$ , on a :

$$\epsilon_\infty E_{z,ext} = \epsilon E_{z,tot}$$

On peut définir une conductivité effective  $\tilde{\sigma}$  qui ne prend en compte que le champ extérieur [44]. Le courant induit s'exprime alors de deux manières :

$$j_z = \sigma E_{z,tot} = \tilde{\sigma} E_{z,ext}$$

Ces deux égalités nous permettent d'obtenir l'expression de la conductivité effective :

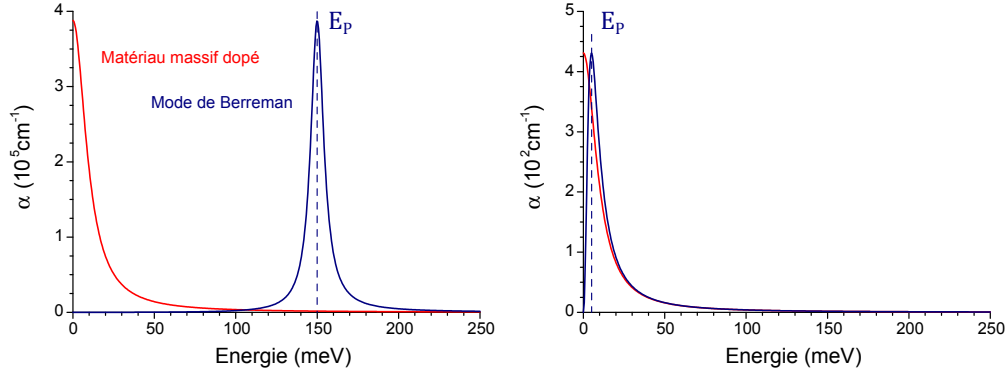
$$\tilde{\sigma} = \frac{\sigma \epsilon_\infty}{\epsilon} \quad (1.6)$$

Cette grandeur contient l'ensemble des informations sur la réponse optique de la couche mince dopée. Il est donc possible d'exprimer le coefficient d'absorption  $\alpha$ , en réalisant la substitution  $\sigma \rightarrow \tilde{\sigma}$  dans l'Équation 1.3 :

$$\begin{aligned} \alpha &= \frac{\Re(\tilde{\sigma})}{c \epsilon_0 \sqrt{\epsilon_\infty}} \\ &= \frac{\omega \epsilon_\infty \sqrt{\epsilon_\infty}}{c} \Im\left(\frac{-1}{\epsilon}\right) \end{aligned} \quad (1.7)$$

On retrouve ici la dépendance en  $\Im\left(\frac{-1}{\epsilon}\right)$ , déjà présentée dans l'Équation 1.5.

Il est notable que dans le cas des faibles densités électroniques, les deux expressions de  $\alpha$  (Équation 1.4 et Équation 1.7) sont équivalentes. En effet, quand  $N_V$  tend vers



**Figure 1.4.:** Spectres d'absorption comparée dans le cas d'un matériau massif, donnée par l'Équation 1.4 (courbe rouge), et d'une couche mince, donnée par l'Équation 1.7 (courbe bleue). A gauche, la densité électronique est élevée ( $E_P = 150\text{meV}$ ), et elle est faible à droite ( $E_P = 5\text{meV}$ ).

0, l'énergie de plasma fait de même ( $E_P \propto \sqrt{N_V}$ ), et  $\epsilon$  tend vers  $\epsilon_\infty$ . Plus précisément, on peut exprimer les deux parties imaginaires de la manière suivante :

$$\begin{cases} \Im(\epsilon) = \epsilon_\infty \frac{\omega_P^2 \omega / \tau}{(\omega^2 / \tau^2 + \omega^4)} \\ \Im\left(\frac{-1}{\epsilon}\right) = \frac{\omega_P^2 \omega / \tau}{\epsilon_\infty (\omega^2 / \tau^2 + \omega^4) \left(1 + o\left(\frac{\omega_P^2}{\omega^2}\right)\right)} \end{cases}$$

qui, remplacées dans les Equations 1.4 et 1.7, donnent la même expression pour  $\alpha$ . Ce phénomène s'explique par la dilution des charges dans la couche mince. En effet, pour de faibles densités, le champ créé par les électrons devient négligeable face à celui de l'onde incidente. Une couche mince peu dopée se comporte donc comme un matériau massif.

En conclusion, il existe deux régimes d'absorption de la lumière par une couche dopée. Le premier est celui des matériaux massifs ou faiblement dopés, dans lequel les dipôles électroniques n'influent pas (ou peu) les uns sur les autres. Le second est un régime collectif, dans lequel l'interaction avec la lumière modifie profondément les propriétés optiques du système, car chaque dipôle est soumis non seulement au champ externe, mais aussi au champ créé par tous les autres dipôles oscillants. Dans une couche mince, la lumière incidente en polarisation TM peut exciter ces dipôles, causant un pic d'absorption appelé mode de Berreman.

La Figure 1.4 représente ces différents régimes. Le graphique de gauche montre le cas d'une densité électronique - et donc d'une énergie de plasma - élevée ( $E_P = 150\text{meV}$  et  $\tau = 425\text{fs}$ ). Les deux courbes représentent le coefficient d'absorption

calculé avec l'Équation 1.4 (courbe rouge) et l'Équation 1.7 (courbe bleue). On voit que le matériau massif montre une absorption croissante pour les énergies les plus faibles, alors que la couche mince présente un mode de Berreman : un pic d'absorption à l'énergie de plasma. Il est notable que l'intégrale de ces deux courbes soit identique. Cela implique que l'absorption totale de la couche est conservée. Seules les énergies auxquelles l'absorption a lieu sont modifiées. Le graphique de droite explicite le cas des faibles densités électroniques ( $E_P = 5\text{meV}$  et  $\tau = 425\text{fs}$ )<sup>4</sup>. Dans ce cas, les deux courbes sont presque confondues pour  $E \gg E_P$ .

Il est notable que, malgré la découverte des modes de Berreman il y a plus de cinquante ans, ils aient été peu utilisés dans la conception de dispositifs fonctionnant dans l'infrarouge moyen [45].

## 1.4. Puits Quantiques et Excitations Intersousbandes

### 1.4.1. Puits Quantiques

Un puits quantique est une hétérostructure constituée d'une couche semiconductrice de *gap* faible entourée par un matériau de *gap* plus important. La différence entre ces deux énergies se répartit entre les bandes de valence et de conduction. Aux interfaces entre les matériaux, l'énergie de ces deux bandes varie donc brutalement, créant un puits de potentiel au niveau du matériau de faible *gap*. Cette discontinuité est montrée dans la Figure 1.5.a. On y voit une image obtenue par microscopie électronique en transmission d'une hétérostructure, sur laquelle est schématisée la structure de bande. Les électrons se trouvant dans la bande de conduction du matériau de faible *gap* sont alors soumis à une forte variation du potentiel dans la direction de croissance  $z$ . Si le puits est assez fin, les électrons sont alors confinés dans cette direction et leur énergie est quantifiée.

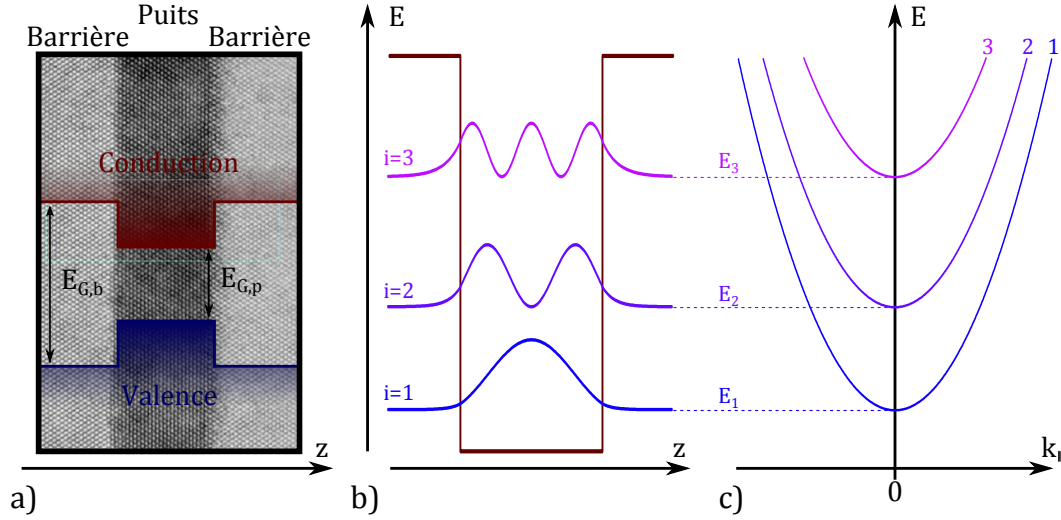
Pour modéliser l'effet de ce confinement, on utilise le formalisme de la fonction enveloppe [39]. On considère la fonction d'onde électronique  $\varphi_{i,\vec{k}}(\vec{r})$ , où  $i$  est l'indice de la bande, et  $\vec{k}$  son vecteur d'onde. Ce formalisme consiste à décomposer cette fonction d'onde en une fonction de Bloch  $u_{i,\vec{k}}(\vec{r})$ , qui a la même périodicité que le cristal, et une fonction enveloppe  $\psi_{i,\vec{k}}(\vec{r})$ , dont les variations sont faibles face au paramètre de maille :

$$\varphi_{i,\vec{k}}(\vec{r}) = \psi_{i,\vec{k}}(\vec{r}) u_{i,\vec{k}}(\vec{r})$$

Dans ce travail, la masse effective sera calculée en utilisant le modèle de Kane à trois bandes [46] de façon à prendre en compte la dépendance de celle-ci en fonction de

---

4. En toute rigueur,  $\tau$  dépend du dopage. Il est gardé constant ici pour la comparaison des deux graphiques de la figure.



**Figure 1.5.:** Illustration d'un puits quantique. a) Image de microscopie électronique en transmission d'une hétérostructure créant un puits quantique. Les bandes de valence et de conduction sont séparées par un *gap* dépendant du matériau. b) Profil d'énergie de la bande de conduction (rouge) et représentation du module carré de la fonction enveloppe selon  $z$  des électrons ( $|\chi_i(z)|^2$ ) aux énergies propres ( $E_i$ ) correspondantes. c) Dispersion parabolique des sousbandes associées à chaque fonction d'onde.

l'énergie des électrons :  $m^*(E)$ . Ceci résulte en une équation de type Schrödinger pour la fonction enveloppe :

$$\left[ -\frac{\hbar^2}{2} \vec{\nabla} \frac{1}{m^*(z, E_{i,\vec{k}})} \vec{\nabla} + E_{CB}(z) + V_{ext}(z) \right] \psi_{i,\vec{k}}(\vec{r}) = E_{i,\vec{k}} \psi_{i,\vec{k}}(\vec{r})$$

où  $E_{CB}(z)$  est le potentiel de la bande de conduction,  $V_{ext}(z)$  est un potentiel électrique extérieur appliqué dans la direction de croissance, et  $E_{i,\vec{k}}$  sont les énergies propres du système. Comme le confinement n'est assuré que dans la direction de croissance  $z$ , la fonction enveloppe est séparable :

$$\psi_{i,\vec{k}}(\vec{r}) = \chi_i(z) \frac{e^{i\vec{k}_{||} \cdot \vec{r}_{||}}}{\sqrt{S}}$$

où  $\vec{k}_{||}$  et  $\vec{r}_{||}$  sont respectivement les vecteurs d'onde et position dans le plan des couches, et  $S$  est la surface de la région de l'espace considérée. On fait ainsi apparaître une onde plane se déplaçant orthogonalement à la direction de croissance, et une

fonction ne dépendant que de  $z$ . Finalement, l'équation de Schrödinger devient [47] :

$$\left[ -\frac{\hbar^2}{2} \frac{\partial}{\partial z} \frac{1}{m^*(z, E_i)} \frac{\partial}{\partial z} + E_{CB}(z) + V_{ext}(z) \right] \chi_i(z) = E_i \chi_i(z) \quad (1.8)$$

Cette équation peut être résolue analytiquement dans le cas simple d'un puits quantique aux barrières infinies, sans potentiel extérieur. Dans un cas général, il faut procéder à une résolution numérique. On obtient alors les énergies propres  $E_i$  et les fonctions enveloppes associées  $\chi_i(z)$ . On voit une représentation graphique de ces grandeurs dans la Figure 1.5.b, dans laquelle sont tracés les modules carrés des fonctions d'onde électroniques, à l'énergie correspondante.

En prenant en compte la contribution liée au mouvement des électrons dans le plan des couches, les énergies propres des électrons sont :

$$E_{i, \vec{k}_{\parallel}} = E_i + \frac{\hbar^2 k_{\parallel}^2}{2m^*(E_{i, \vec{k}_{\parallel}})} \quad (1.9)$$

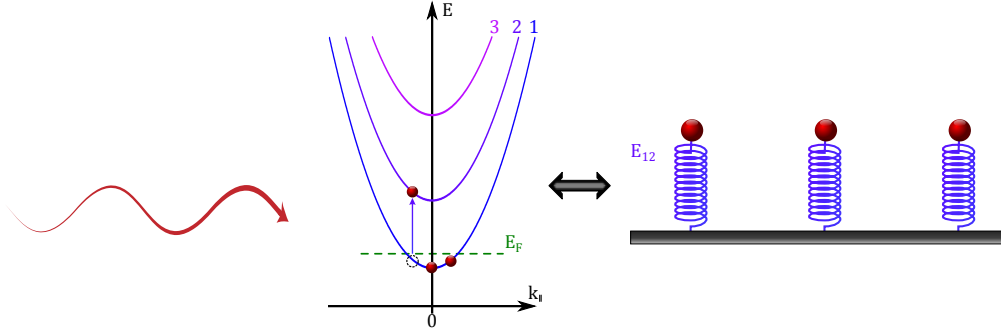
Cette équation montre que chaque état quantifié dans la direction de croissance  $z$  donne lieu à une infinité d'états. Ce continuum d'états est appelé sousbande, et la dispersion typique de ces sousbandes est présentée dans la Figure 1.5.c. Dans le cas de cette figure, la masse effective est considérée constante. En conséquence, les sousbandes sont paraboliques. On note que dans ce cas, la différence d'énergie entre deux niveaux  $E_{i, \vec{k}_{\parallel}} - E_{j, \vec{k}_{\parallel}}$  est indépendante du vecteur d'onde.

## 1.4.2. Absorption Intersousbande

On considère un puits quantique dont la première sousbande est faiblement peuplée par  $N$  électrons. Dans ce cas, l'interaction avec une onde électromagnétique incidente peut être considérée comme  $N$  processus indépendants, chacun faisant intervenir un seul électron. Ce comportement est illustré par la Figure 1.6, dans laquelle une excitation intersousbande est représentée comme un oscillateur.

### Modèle de Drude-Lorentz

Le modèle de Drude-Lorentz offre une approche classique adaptée à cette représentation de l'absorption intersousbande, dans laquelle les électrons soumis à une onde incidente se comportent comme un ensemble de dipôles oscillants [40]. Soit  $N_V$  la densité volumique d'électrons. Chaque transition  $1 \rightarrow 2$  est caractérisée par une pulsation propre  $\omega_{12} = E_{12}/\hbar$ . On introduit une force d'amortissement de la forme  $\vec{F} = -m^* \gamma d\vec{r}/dt$ , qui représente l'ensemble des phénomènes dissipatifs. On peut alors appliquer le principe fondamental de la dynamique pour étudier le mouvement de



**Figure 1.6.:** Illustration du processus d'absorption par un électron de la sousbande fondamentale d'un puits quantique faiblement dopé.

chaque électron à la pulsation  $\omega$  :

$$m^* (\omega^2 + i\gamma\omega - \omega_{12}^2) \vec{r} = e\vec{E}(\omega)$$

On associe à chaque électron un moment dipolaire  $\vec{d} = -e\vec{r}$ . La somme de ces moments est à l'origine de l'apparition d'une polarisation macroscopique  $\vec{P} = N_V \vec{d}$ . Celle-ci s'exprime donc :

$$\vec{P}(\omega) = -\frac{N_V e^2}{m^* (\omega^2 + i\gamma\omega - \omega_{12}^2)} \vec{E}(\omega)$$

La polarisation intrinsèque d'un milieu diélectrique exprime sa réponse fréquentielle à une onde lumineuse. En cela, elle permet d'établir la permittivité diélectrique du milieu, définie par :  $\epsilon = \epsilon_\infty + P(\omega)/\epsilon_0 E(\omega)$ , où  $\epsilon_0$  est la permittivité du vide, et  $\epsilon_\infty$  celle du matériau à haute fréquence. On obtient la permittivité suivante :

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_\infty \left( 1 - \frac{N_V e^2}{m^* \epsilon_0 \epsilon_\infty (\omega^2 + i\gamma\omega - \omega_{12}^2)} \right)$$

On peut alors faire apparaître une pulsation de plasma, ce qui permet d'exprimer la permittivité obtenue par le modèle de Drude-Lorentz dans sa forme canonique :

$$\begin{cases} \epsilon(\omega) = \epsilon_\infty \left( 1 - \frac{\omega_P^2}{\omega^2 + i\gamma\omega - \omega_{12}^2} \right) \\ \omega_P^2 = \frac{N_V e^2}{m^* \epsilon_0 \epsilon_\infty} \end{cases}$$



Pour adapter cette expression au cas d'un puits quantique, il est nécessaire d'opérer deux ajustements. Le premier prend en compte la probabilité d'absorption intersousbande, au travers de la force d'oscillateur  $f_{12}$  [40]. Le second ajustement vient du fait que la notion de densité volumique n'est pas adaptée à la description d'un puits quantique, car le gaz d'électrons confinés est bidimensionnel. On utilise donc une densité surfacique  $N_s$ . Il est alors nécessaire d'introduire une distance pour conserver la dimension de la grandeur considérée. On introduit pour cela une taille effective  $L_{eff}$  du puits quantique [48]. Le calcul de ces deux grandeurs passe par une description semi-classique de l'absorption intersousbande.

### Modèle Semi-Classique

On considère une onde électromagnétique de pulsation  $\omega$ , et de vecteur d'onde  $\vec{q}$ . Dans un formalisme classique, cette onde correspond à un champ  $\vec{E}(t, \vec{r}) = \vec{E} \cos(\omega t - \vec{q} \cdot \vec{r})$ . On l'exprime ici dans la jauge de Coulomb. Le potentiel vecteur associé à ce champ est alors donné par :  $\vec{A}(t, \vec{r}) = \frac{i\vec{E}}{2\omega} (e^{i(\omega t - \vec{q} \cdot \vec{r})} - e^{-i(\omega t - \vec{q} \cdot \vec{r})})$ .

Les électrons sont considérés comme libres en l'absence de champ (les interactions avec leur environnement sont contenues dans la masse effective). Pour calculer la modification de l'Hamiltonien du système entraînée par l'interaction avec l'onde incidente, on réalise deux approximations. La première est l'approximation dipolaire, valable quand la longueur d'onde du champ considéré est très grande vis-à-vis de la taille du système, ici l'épaisseur du puits. Dans ce cas, il est possible de négliger le vecteur d'onde  $\vec{q}$  du champ, et donc la variation spatiale de  $\vec{A}$ . La seconde approximation consiste à négliger le terme en  $A^2$  de l'Hamiltonien. On obtient alors :

$$H = H_0 + \frac{e}{m^*} \vec{A} \cdot \vec{p}$$

avec  $H_0$  l'Hamiltonien de l'électron en l'absence de champ.

Dans le cas général, on considère une transition entre deux états  $\psi_{i, \vec{k}_{\parallel}}(\vec{r})$  et  $\psi_{j, \vec{k}'_{\parallel}}(\vec{r})$ , d'énergies et de vecteurs d'ondes différents. La règle d'or de Fermi [33] permet d'exprimer le taux de transition  $\Gamma_{ij}$  entre ces deux niveaux, en présence d'un champ à la pulsation  $\omega$ . Elle donne :

$$\Gamma_{ij}(E_{ij}) = \frac{2\pi}{\hbar} \left| \left\langle \psi_{i, \vec{k}_{\parallel}}(\vec{r}) \left| \frac{e}{m^*} \vec{A} \cdot \vec{p} \right| \psi_{j, \vec{k}'_{\parallel}}(\vec{r}) \right\rangle \right|^2 \delta(E_{j, \vec{k}'_{\parallel}} - [E_{i, \vec{k}_{\parallel}} + \hbar\omega])$$

Cette grandeur n'est non nulle que dans le cas où le champ est résonant avec la transition ( $\hbar\omega = E_{ij}$ ) :

$$\Gamma_{ij}(E_{ij}) = \frac{2\pi e^2 \|\vec{E}\|^2}{8m^*} \frac{2}{m^* E_{ij}} \left| \left\langle \psi_{i, \vec{k}_{\parallel}}(\vec{r}) \left| \frac{\vec{E}}{\|\vec{E}\|} \cdot \vec{p} \right| \psi_{j, \vec{k}'_{\parallel}}(\vec{r}) \right\rangle \right|^2$$

On peut exprimer les fonctions d'onde en utilisant la décomposition dans les deux directions ( $\psi_{i,\vec{k}_{\parallel}}(\vec{r}) = \chi_i(z) \frac{e^{i\vec{k}_{\parallel} \cdot \vec{r}_{\parallel}}}{\sqrt{S}}$ ). Le taux de transition s'écrit alors :

$$\Gamma_{ij}(E_{ij}) = \frac{2\pi e^2 E_z^2}{8m^*} \frac{2}{m^* E_{ij}} \delta_{\vec{k}_{\parallel}, \vec{k}'_{\parallel}} |\langle \chi_i(z) | p_z | \chi_j(z) \rangle|^2$$

On voit ici la conséquence de l'approximation dipolaire : les électrons ne peuvent passer d'un état à l'autre que s'ils conservent leur vecteur d'onde :  $\vec{k}_{\parallel} = \vec{k}'_{\parallel}$ . Seule la composante du champ polarisée selon  $z$  peut être absorbée dans ces conditions. On démontre ici une caractéristique optique majeure des transitions intersousbandes : elles ne sont sensibles qu'à la lumière polarisée perpendiculairement aux couches (en polarisation transverse magnétique, ou TM). Pour reprendre l'image du schéma présentée dans la Figure 1.6, les excitations intersousbandes sont représentées par des oscillateurs orientés dans la direction de croissance.

L'expression ainsi obtenue du taux d'absorption permet d'introduire la force d'oscillateur. Elle est définie telle que [33] :

$$f_{ij} = \frac{2}{m^* E_{ij}} |\langle \chi_i(z) | p_z | \chi_j(z) \rangle|^2$$

C'est une grandeur adimensionnée, qui vérifie la règle de somme  $\sum_j f_{ij} = 1$ . Elle est plus communément exprimée sous la forme :

$$f_{ij} = \frac{2m^* \omega_{ij} z_{ij}^2}{\hbar} \quad (1.10)$$

où  $\hbar \omega_{ij} = E_{ij}$ , et  $z_{ij} = \langle \chi_i(z) | z | \chi_j(z) \rangle$  est l'élément de matrice dipolaire correspondant à la transition. Celui-ci dépend des fonctions d'onde, et doit donc être calculé numériquement, dans le cas général. Pour le cas simple du puits quantique infini, les forces d'oscillateur des premières transitions intersousbandes sont  $f_{12} = 0.96$ ,  $f_{13} = 0$ ,  $f_{14} = 0.03$ ,  $f_{15} = 0$ , et  $f_{16} < 0.01$ . On remarque que les transitions entre niveaux de même parité sont nulles. D'autre part, on voit que les forces d'oscillateurs liés à des niveaux non consécutifs sont très faibles. Dans la suite de ce travail, elles seront négligées.

A partir de l'élément de matrice dipolaire ainsi que des fonctions d'onde, il est possible d'exprimer la taille effective  $L_{eff}$  associée à la transition  $i \rightarrow j$  dans le puits, à l'aide de l'expression [49] :

$$L_{eff,ij} = \frac{z_{ij}^2}{S_{ij}} \quad (1.11)$$

où  $S_{ij} = \int_{-\infty}^{+\infty} \left( \int_{-\infty}^z \chi_i(z') \chi_j(z') dz' \right)^2 dz$  dépend du recouvrement entre les fonctions enveloppes des niveaux considérés.

Les Équations 1.10 et 1.11 fournissent les deux grandeurs permettant d'adapter le modèle de Drude-Lorentz à l'absorption intersousbande. La règle d'or de Fermi a aussi permis d'établir la règle de sélection de l'absorption intersousbande : elle n'a lieu que pour une onde incidente polarisée selon  $z$ . La permittivité donnée par le modèle de Drude-Lorentz ne concerne donc que cette direction. En insérant les ajustements à ce modèle, on obtient la permittivité diélectrique suivante :

$$\begin{cases} \epsilon_{zz}(\omega) = \epsilon_{\infty} \left( 1 - \frac{\omega_{P12}^2}{\omega^2 + i\gamma\omega - \omega_{12}^2} \right) \\ \omega_{P12}^2 = \frac{f_{12} N_S e^2}{m^* \epsilon_0 \epsilon_{\infty} L_{eff,12}} \end{cases} \quad (1.12)$$

Dans le cas de  $N$  électrons indépendants, le coefficient d'absorption est donné par l'Équation 1.4 (où  $\alpha \propto \Im(\epsilon)$ ). A partir de celle-ci, on peut montrer que, pour  $\omega$  proche de  $\omega_{12}$  :

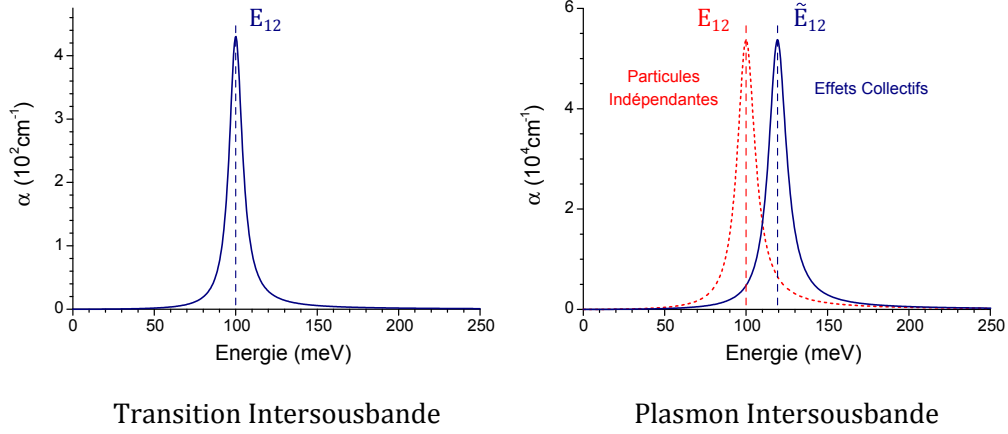
$$\alpha = \frac{\sqrt{\epsilon_{\infty}}}{4c} \frac{\gamma \omega_{P12}^2}{(\gamma/2)^2 + (\omega - \omega_{12})^2} \quad (1.13)$$

L'absorption d'un puits quantique peu dopé est donc une Lorentzienne centrée autour de la pulsation  $\omega_{12}$  associée à la transition, et de largeur à mi-hauteur  $\gamma$ . On remarque aussi que plus l'énergie de plasma (et donc la densité électronique) est élevée, plus l'absorption est importante.

### 1.4.3. Plasmon Intersousbande

Si la densité électronique dans la première sousbande devient importante, le champ créé par les dipôles sous l'effet d'une onde électromagnétique joue un rôle dans leur couplage à la lumière. Cet effet résulte en un décalage en énergie du pic Lorentzien d'absorption. Il est connu dans la littérature sous le nom de décalage plasma (ou *plasma shift*) [44, 33].

Ce décalage provient du champ de dépolarisation, déjà étudié dans la section 1.3 : le champ total, contenant les effets de dépolarisation dus aux interactions dipôle-dipôle, en plus du champ incident, peut être pris en compte grâce à la conductance effective. Celle-ci nous permet d'exprimer le coefficient d'absorption du gaz d'électrons dans le puits via l'Équation 1.7 (où  $\alpha \propto \Im(-1/\epsilon)$ ). A partir de cette équation et de l'expression de la permittivité diélectrique liée à une absorption intersousbande (Équation 1.12), il est possible de montrer que, autour de l'énergie du pic



**Figure 1.7.:** Spectres d'absorption de deux gaz d'électrons de densité électronique différente. A gauche, les effets collectifs sont négligeables ( $E_{P12} = 5\text{meV}$ ), et les Equations 1.4 et 1.7 donnent des courbes superposées. A droite,  $E_{P12} = 65\text{meV}$ . En conséquence, la courbe calculée avec l'Équation 1.7 est décalée vers le bleu par rapport au spectre d'absorption calculé par l'Équation 1.4.

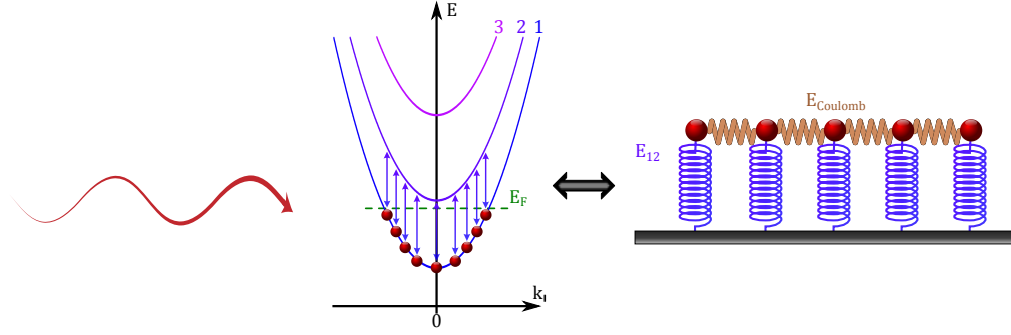
d'absorption [33] :

$$\begin{cases} \alpha = \frac{\sqrt{\epsilon_\infty}}{4c} \frac{\gamma \omega_{P12}^2}{(\gamma/2)^2 + (\omega - \tilde{\omega}_{12})^2} \\ \tilde{\omega}_{12}^2 = \omega_{12}^2 + \omega_{P12}^2 \end{cases} \quad (1.14)$$

On voit que dans ce cas, le spectre d'absorption est une Lorentzienne centrée autour de  $\tilde{E}_{12} = \hbar \tilde{\omega}_{12}$ . L'énergie du maximum d'absorption est donc décalée par rapport à l'énergie de la transition intersousbande par la contribution de l'énergie de plasma dans l'expression de  $\tilde{\omega}_{12}$ . Quand l'énergie de plasma est très faible, sa contribution à  $\tilde{\omega}_{12}$  devient négligeable, et le maximum d'absorption correspond à l'énergie de la transition intersousbande. On se trouve alors dans le cas, discuté dans la sous-section précédente, d'électrons indépendants.

La Figure 1.7 présente le coefficient d'absorption de deux systèmes de densité électronique (et donc d'énergie de plasma) très différente. Pour les deux systèmes, l'énergie de la transition intersousbande est fixée à  $E_{12} = 100\text{meV}$ , et l'élargissement, à  $\gamma = 9.75\text{meV}$ . L'énergie de plasma vaut  $E_{P12} = \hbar \omega_{P12} = 5\text{meV}$  (à gauche), et  $E_{P12} = 65\text{meV}$ <sup>5</sup> (à droite). Quand l'énergie de plasma est faible (panneau de gauche), l'absorption présente bien un pic d'absorption Lorentzien centré en  $E_{12}$ , et de largeur  $\gamma$ .

5. Ce qui correspond au dopage maximum pour un puits en *InGaAs/InAlAs* présentant une unique transition optiquement active à  $E_{12} = 100\text{meV}$ .



**Figure 1.8.:** Illustration du processus d'absorption pour une densité électronique élevée dans la sousbande fondamentale. Les interactions dipôle-dipôle entre les transitions (ressorts orangés) imposent une réponse collective des électrons.

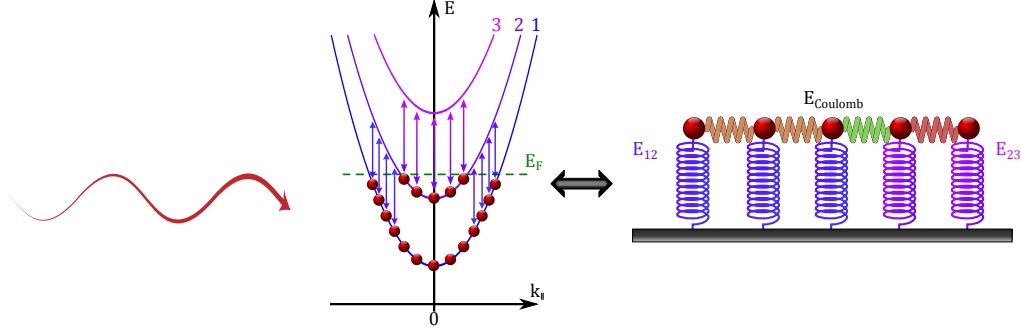
Le graphique de droite de la Figure 1.7 présente le cas d'un système de densité électronique plus élevée. Son énergie de plasma,  $E_{P12} = 65\text{meV}$ , n'est plus négligeable face à celle de la transition. Les deux formules de l'absorption (Équation 1.4 et Équation 1.7) sont représentées (en rouge et bleu, respectivement). La première traite les électrons en particules indépendantes ( $\alpha \propto \Im(\epsilon)$ ), alors que la seconde tient compte des effets de dépolarisation ( $\alpha \propto \Im(-1/\epsilon)$ ). L'énergie du pic d'absorption est décalée vers les hautes énergies par le champ de dépolarisation. Par ailleurs, l'amplitude de l'absorption est plus importante dans ce système que dans celui présenté dans le graphique de gauche, à cause de l'augmentation de la densité d'électrons.

Le mode collectif associé à ce pic d'absorption est appelé “plasmon intersousbande” [50, 33]. Une schématisation de la réponse collective d'un gaz dense d'électrons est montrée dans la Figure 1.8. Les interactions dipôle-dipôle sont représentées par les ressorts orangés (forces de Coulomb), reliant chaque oscillateur.

#### 1.4.4. Plasmon Multisousbande

Si on augmente suffisamment la densité électronique dans un puits quantique, la deuxième sousbande peut être peuplée. On a alors deux transitions possibles dans le puits, comme schématisé dans la Figure 1.9. D'autre part, le grand nombre d'oscillateurs impose une réponse fortement collective, et le système doit être considéré comme un ensemble d'oscillateurs, couplés par l'interaction dipôle-dipôle.

La première étude d'un tel système a été publiée dans la référence [51]. Les auteurs présentent des spectres d'absorption montrant deux pics, dont les amplitudes relatives ne reflètent pas le rapport  $(N_1 - N_2)|z_{12}|^2 / N_2|z_{23}|^2$ , attendu dans une approche d'électrons indépendants. En effet, le pic de plus haute énergie a une amplitude plus importante que celle prévue par un modèle de particules indépendantes. Cette redis-

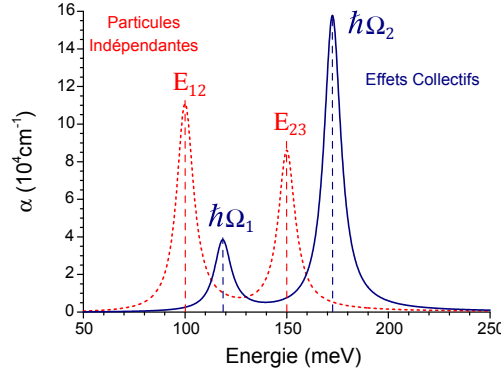


**Figure 1.9.:** Illustration du processus d'absorption dans un puits avec deux sous-bandes peuplées. Les interactions dipôle-dipôle entre les différentes transitions sont représentées par des ressorts de couleurs différentes.

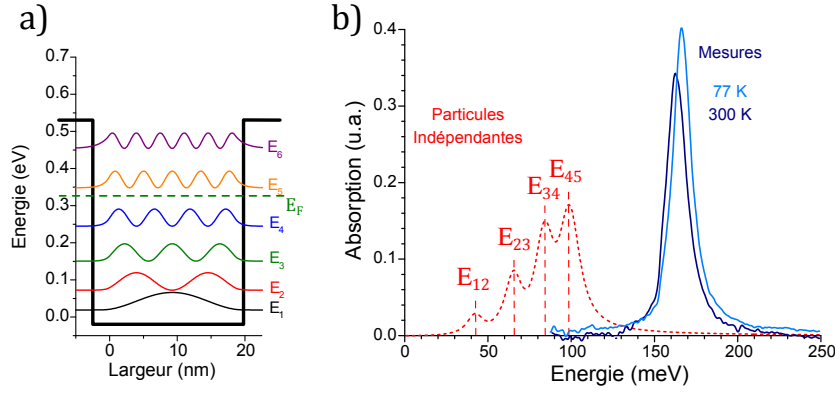
tribution de force d'oscillateur entre les deux pics est attribuée, dans ce papier, au champ de dépolarisation. Pour modéliser ce phénomène, les auteurs font appel à un modèle de Drude-Lorentz généralisé à deux transitions. Dans ce cas, la permittivité s'écrit :

$$\begin{cases} \epsilon(\omega) = \epsilon_{\infty} \left( 1 - \frac{\omega_{P12}^2}{\omega^2 + i\gamma\omega - \omega_{12}^2} - \frac{\omega_{P23}^2}{\omega^2 + i\gamma\omega - \omega_{23}^2} \right) \\ \omega_{Pij}^2 = \frac{f_{ij} N_{S,ij} e^2}{m^* \epsilon_0 \epsilon_{\infty} L_{eff,ij}} \end{cases}$$

où  $N_{S,ij} = N_{S,j} - N_{S,i}$  est la différence de densité électronique entre deux sous-bandes



**Figure 1.10.:** Spectres d'absorption d'un puits avec deux sous-bandes peuplées. Cette figure est inspirée du travail présenté dans les références [51, 52]. Les spectres calculés avec les deux formules de l'absorption (avec et sans effets collectifs) sont comparés. Les paramètres utilisés dans cette figure sont :  $E_{12} = 100\text{meV}$ ,  $E_{23} = 150\text{meV}$ ,  $E_{P12} = 80\text{meV}$ ,  $E_{P23} = 70\text{meV}$ , et  $\gamma = 10\text{meV}$ .



**Figure 1.11.:** a) Structure de bande et énergies des niveaux confinés dans un puits de 18.5nm d'*InGaAs/InAlAs*. b) Absorption calculée pour ce puits sans effets collectifs (courbe rouge), et mesurée à température ambiante et cryogénique (courbes bleues). Figures tirées de la référence [54].

consécutives. Cette expression de la permittivité permet de reproduire assez fidèlement les mesures expérimentales présentées dans les références [51, 52].

La Figure 1.10, inspirée de la référence [52], présente les coefficients d'absorption calculés avec et sans effets collectifs (en bleu et rouge, respectivement), à partir de la permittivité donnée ici. On voit que de nouveaux modes apparaissent caractérisés par des pics d'absorption d'amplitude et d'énergie très différentes par rapport à ceux obtenus par un modèle d'électrons indépendants.

L'absorption totale (l'intégrale du coefficient d'absorption) est conservée, mais elle est redistribuée dans le pic d'énergie élevée. Il a été démontré qu'il est possible de faire varier l'amplitude relative des pics en modifiant la densité électronique dans les puits [53]. Plus celle-ci est importante, plus l'absorption est redistribuée vers le pic d'énergie élevée. Ce phénomène est encore plus marquant quand la densité électronique et le nombre de sousbandes occupées augmentent. Il ne reste alors plus qu'un mode optiquement actif (ou brillant) [54]. La conservation de l'absorption totale implique que ce mode possède toute la force d'oscillateur du système électronique. Ce mode collectif brillant est appelé "plasmon multisousbande", et ses propriétés seront discutées dans le chapitre 2.

La Figure 1.11, présente le puits quantique fortement dopé étudié dans la référence [54], ainsi que le spectre d'absorption correspondant. Le panneau a) montre les niveaux d'énergie du puits considéré. L'énergie de Fermi étant entre les niveaux 4 et 5, les quatre premières sousbandes sont occupées. La Figure 1.11.b présente le spectre d'absorption mesuré à température ambiante et cryogénique de cette structure (courbes bleues), ainsi que le spectre calculé en ignorant les effets collectifs

(en rouge). La courbe rouge présente un pic d'absorption correspondant à chaque transition entre les niveaux consécutifs peuplés. Les courbes bleues ne présentent qu'un pic d'absorption, correspondant au mode collectif brillant de ce système : le plasmon multisousbande. La modélisation de cette réponse collective sera adressée dans le chapitre 2, en utilisant une généralisation du modèle de Drude-Lorentz.

## 1.5. Couplage Fort Lumière-Matière

Il est possible de modifier les propriétés optiques des gaz d'électrons en modifiant leur environnement. On peut notamment penser aux méthodes appliquées en physique atomique : en couplant une excitation de la matière avec un photon en cavité, on peut atteindre de nouveaux régimes. Le mode de cavité et l'excitation peuvent ainsi être fortement couplés, donnant lieu à de nouvelles quasi-particules appelées polaritons de microcavités [22]. Ces polaritons ont des propriétés à mi-chemin entre les électrons et les photons qui les composent, et leur étude a permis d'observer des effets physiques d'intérêt, tels que la condensation de Bose [29], la superfluidité [30], et le laser sans inversion de population électronique [31, 32].

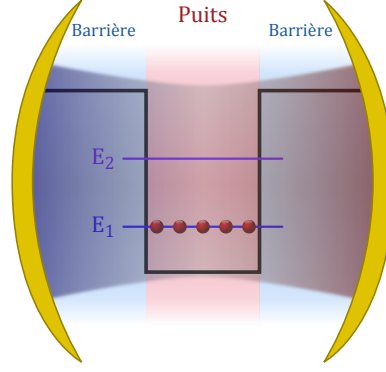
Les polaritons intersousbandes sont, quant à eux, les quasi-particules issues du couplage entre une excitation intersousbande et un mode de cavité. Leur existence a été prédite en 1997 [34] et démontrée expérimentalement en 2003 [35, 55]. Différentes microcavités peuvent être utilisées pour observer ces polaritons (dispersives [56] ou non [57]) et différentes excitations électroniques peuvent être considérées (puits paraboliques [58], plasmon multisousbande [54]...). Depuis leur première observation, plusieurs dispositifs basés sur les polaritons intersousbandes ont été réalisés, tant pour l'émission que la détection de la lumière infrarouge [59, 56, 60, 61, 62].

### 1.5.1. Modèle Quantique Exact

On considère le cas d'un puits quantique fortement dopé, dont seule la première sousbande est peuplée. Le système est composé d'une cavité contenant  $N_{QW}$  puits, peuplés chacun de  $N$  électrons dans la sousbande fondamentale (voir Figure 1.12, pour  $N_{QW} = 1$ ). On suppose que les sousbandes sont paraboliques. On a donc dans chaque puits  $N$  transitions, d'énergies identiques  $E_{12}$ , couplées avec le mode photonique de la cavité.

Le premier modèle à fournir une description du couplage ultra-fort entre une transition intersousbande et une cavité optique est paru dans la référence [36]. Ce régime de couplage est obtenu par la prise en compte des termes anti-résonnants et  $A^2$  dans l'Hamiltonien du système. En effet, dans de nombreux cas ceux-ci sont négligés, ce qui donne lieu à la description du régime de couplage fort [22]. Dans ce travail, la prise en compte de ces termes est nécessaire pour reproduire les observations expérimentales, comme il sera montré dans les chapitres 3 et 4. Par ailleurs, il est aussi





**Figure 1.12.:** Schéma d'un puits quantique avec deux niveaux confinés, dans une cavité idéale. Le mode de cavité est localisé dans le puits et les barrières.

nécessaire de prendre en compte les interactions dipôle-dipôle. Pour cela, on utilise la méthode présentée dans la référence [63]. L'Hamiltonien du système s'écrit en utilisant l'opérateur bosonique d'excitation intersousbande  $b^\dagger$ , défini tel que :

$$b^\dagger = \frac{1}{\sqrt{N_{QW}N}} \sum_{j=1}^{N_{QW}} \sum_{k < k_F} c_{2,\vec{k}}^{(j)\dagger} c_{1,\vec{k}}^{(j)}$$

où  $c_{i,\vec{k}}^{(j)\dagger}$  est l'opérateur création d'un électron de vecteur d'onde  $\vec{k}$  dans la sousbande  $i$  et dans le puits  $j$ . La partie électronique, ou matière, de l'Hamiltonien s'écrit alors :

$$H_{mat} = \hbar\omega_{12}b^\dagger b$$

Le champ électromagnétique est aussi quantifié, et donne lieu à l'Hamiltonien :

$$H_{lum} = \hbar\omega_c \left( \frac{1}{2} + a^\dagger a \right)$$

où  $a^\dagger$  et  $a$  sont les opérateurs création et annihilation de photons.

Pour prendre en compte les interactions entre la lumière et le gaz d'électrons, on utilise la représentation dipolaire de la jauge de Coulomb [63]. L'Hamiltonien d'interaction peut alors s'écrire en fonction du vecteur déplacement électrique  $\vec{D}$  et de la polarisation du milieu  $\vec{P}$ . Il s'écrit :

$$H_{int} = \int_V \frac{1}{\epsilon_0 \epsilon_\infty} \left( -\vec{D} \cdot \vec{P} + \frac{P^2}{2} \right) d^3\vec{r}$$

On distingue deux termes dans cette expression. La partie en  $\vec{D} \cdot \vec{P}$  de l'Hamiltonien correspond à l'interaction entre les dipôles formés par les transitions, et le champ du mode de cavité. Le terme en  $P^2$  traduit quant à lui l'interaction Coulombienne entre les dipôles. On s'intéresse à l'interaction entre les électrons et un mode de cavité idéal polarisé uniquement  $TM^6$ . On peut, dans ce cas, exprimer cet Hamiltonien d'interaction à l'aide des opérateurs introduits ici [63]. L'Hamiltonien total  $H = H_{lum} + H_{mat} + H_{int}$  s'écrit alors :

$$H = \hbar\omega_c \left( \frac{1}{2} + a^\dagger a \right) + \hbar\omega_{12} b^\dagger b + i \frac{\hbar\omega_{P12}}{2} \sqrt{f_w \frac{\omega_c}{\omega_{12}}} (a^\dagger - a) (b^\dagger + b) + \frac{\hbar\omega_{P12}^2}{4\omega_{12}} (b^\dagger + b)^2$$

où  $f_w$  est le recouvrement entre le mode de cavité et les puits quantiques (voir Figure 1.12), défini par :

$$f_w = \frac{N_{QW} V_{QW}}{V} \quad (1.15)$$

avec  $V$  le volume effectif du mode de cavité, et  $V_{QW}$  le volume effectif d'un puits ( $V_{QW} = L_{eff,12} \times S_{QW}$ ).

L'Hamiltonien ainsi obtenu est la somme de quatre termes. Le premier représente les photons, et le deuxième les excitations intersousbandes. Les deux autres termes concernent les interactions liées aux excitations électroniques : le premier avec les photons, et le second entre elles. Pour simplifier cette expression, on peut introduire l'opérateur bosonique  $p$ , défini comme l'opérateur annihilation des plasmons intersousbandes :

$$p = \frac{\tilde{\omega}_{12} + \omega_{12}}{2\sqrt{\tilde{\omega}_{12}\omega_{12}}} b + \frac{\tilde{\omega}_{12} - \omega_{12}}{2\sqrt{\tilde{\omega}_{12}\omega_{12}}} b^\dagger$$

On obtient alors :

$$H = \hbar\omega_c \left( \frac{1}{2} + a^\dagger a \right) + \hbar\tilde{\omega}_{12} p^\dagger p + \frac{i\hbar\omega_{P12}}{2} \sqrt{f_w \frac{\omega_c}{\tilde{\omega}_{12}}} (a^\dagger - a) (p^\dagger + p) \quad (1.16)$$

Le premier terme de l'Hamiltonien est inchangé. Le deuxième représente maintenant les plasmons intersousbandes, et le troisième leur interaction avec les photons. La forme finale de l'Hamiltonien ne contient plus l'énergie de la transition  $E_{12}$ , mais uniquement l'énergie renormalisée par les effets de dépolarisation  $\tilde{E}_{12} = \hbar\tilde{\omega}_{12}$ . L'apparition de  $\tilde{\omega}_{12}$  dans cette expression est liée au terme en  $P^2$ , et donc uniquement

---

6. Il sera montré par la suite que les cavités utilisées expérimentalement sont proches de cette situation.

au couplage des dipôles entre eux, sans intervention de la cavité. Dans le cas étudié ici, cet Hamiltonien est diagonalisable, et s'écrit :

$$H = \hbar \begin{pmatrix} \omega_c & 0 & i\Omega & i\Omega \\ 0 & -\omega_c & i\Omega & i\Omega \\ -i\Omega & i\Omega & \tilde{\omega}_{12} & 0 \\ i\Omega & -i\Omega & 0 & -\tilde{\omega}_{12} \end{pmatrix}$$

où la pulsation de Rabi,  $\Omega = \frac{1}{2}\omega_{P12}\sqrt{f_w}$ , est la constante de couplage lumière-matière. Cet Hamiltonien amène à l'équation séculaire :

$$(E^2 - E_c^2)(E^2 - \tilde{E}_{12}^2) = E_R^2 E_c^2 \quad (1.17)$$

où  $E$  est l'énergie des modes propres du système couplé,  $E_c = \hbar\omega_c$  est l'énergie du mode de cavité, et  $E_R = 2\hbar\Omega = E_{P12}\sqrt{f_w}$  est le dédoublement de Rabi<sup>7</sup>.

Les deux états propres de cet Hamiltonien sont les polaritons intersousbandes. Celui de plus haute énergie est appelé polariton supérieur (ou *upper polariton*), et celui de plus faible énergie est le polariton inférieur (ou *lower polariton*). Quand l'énergie de Rabi est comparable avec l'énergie de l'excitation électronique, le système entre dans un régime dit de couplage ultra-fort [36]. La quantité intéressante pour discriminer les deux régimes de couplages est donc le rapport de ces deux énergies, appelé par la suite couplage relatif ou énergie de Rabi relative. Celui-ci peut s'exprimer à l'aide de deux grandeurs adimensionnées :

$$\frac{E_R}{\tilde{E}_{12}} = \sqrt{C_P f_w} \quad (1.18)$$

où  $C_P = E_P^2/\tilde{E}_{12}^2$  est la contribution plasma à l'énergie de l'excitation électronique, et n'est liée qu'à la partie matière du système.  $f_w$  est le recouvrement du mode de cavité avec les électrons, et ne concerne que sa partie lumière. Ces deux paramètres sont donc indépendants, et suffisent à eux seuls à décrire le couplage relatif lumière-matière.

Ce résultat a été obtenu dans le cas du couplage d'un plasmon intersousbande à une cavité. Il est toutefois notable qu'il s'étende de manière analogue au cas d'un plasmon multisousbande (ne montrant qu'un pic dans son spectre d'absorption) [54, 43]. Par la suite, je noterai donc  $E_{exc}$  l'énergie de l'excitation électronique, par souci de généralité.

---

7. Par la suite, cette grandeur sera aussi appelée énergie de Rabi.

### 1.5.2. Couplage Fort

On s'intéresse tout d'abord au cas  $E_R/E_{exc} \ll 1$ . Dans cette situation, l'Équation 1.17 devient :

$$(E - E_c)(E - E_{exc}) = \frac{E_R^2}{4}$$

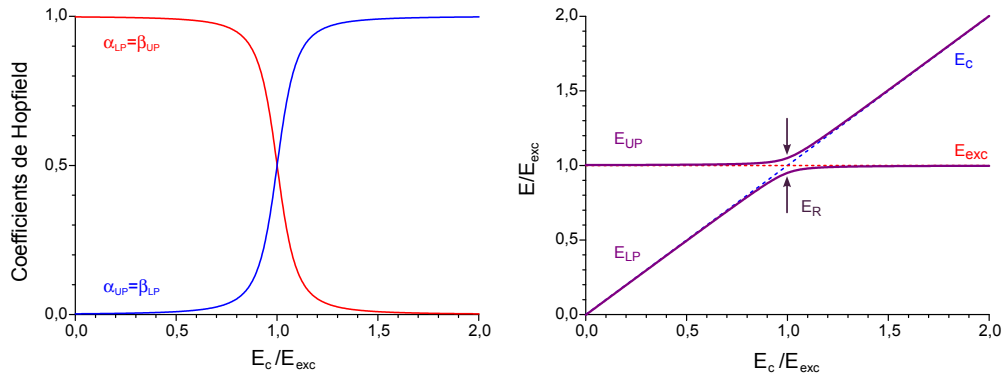
C'est l'équation aux valeurs propres obtenue en négligeant les termes anti-résonnants et  $A^2$  de l'Hamiltonien, caractéristique du couplage fort lumière-matière. Les solutions de cette équation donnent les énergies des états propres polaritoniques et s'expriment en fonction du désaccord entre les deux oscillateurs  $\Delta E = E_c - E_{exc}$  :

$$E_{UP/LP} = \frac{1}{2} \left( E_{exc} + E_c \pm \sqrt{\Delta E^2 + E_R^2} \right) \quad (1.19)$$

Pour quantifier la fraction lumière ou matière des états polaritoniques, on utilise les coefficients de Hopfield [24], notés  $\alpha$  (pour la partie lumière) et  $\beta$  (pour la partie matière), qui sont donnés dans ce cas par :

$$\begin{cases} \alpha_{UP} = \beta_{LP} = \frac{\Delta E + \sqrt{\Delta E^2 + E_R^2}}{2\sqrt{\Delta E^2 + E_R^2}} \\ \alpha_{LP} = \beta_{UP} = 1 - \alpha_{UP} \end{cases} \quad (1.20)$$

La Figure 1.13 présente les coefficients de Hopfield (Équation 1.20) ainsi que l'énergie des polaritons (Équation 1.19), en fonction de l'énergie du mode de cavité. Toutes les grandeurs sont ici normalisées à  $E_{exc}$ , et l'énergie de Rabi est choisie



**Figure 1.13.:** Coefficients de Hopfield et dispersion polaritonique. Le système couplé a une énergie de Rabi relative  $E_R/E_{exc} = 0.1$ . Toutes les énergies sont normalisées par l'énergie de l'excitation électronique ( $E_{exc}$ ).

telle que  $E_R/E_{exc} = 0.1$ .

Le graphique de droite de la Figure 1.13 présente la dispersion des polaritons (leur énergie en fonction de celle du mode de cavité). Les courbes en pointillés représentent les modes non couplés du système, et les modes polaritoniques sont en traits pleins. A la résonance un anti-croisement apparaît pour les deux modes polaritoniques. On retrouve l'énergie de Rabi, séparant les deux courbes à l'anti-croisement. Celle-ci est en effet donnée par le minimum d'énergie entre les deux courbes des polaritons, qui se produit ici à résonance. On distingue trois régimes dans cette dispersion. Pour un mode de cavité de faible énergie, le polariton supérieur est confondu avec le mode de l'excitation électronique  $E_{UP} = E_{exc}$ , et le polariton inférieur avec le mode optique  $E_{LP} = E_c$ . Pour un mode de cavité d'énergie élevée, on observe le comportement inverse :  $E_{UP} = E_c$  et  $E_{LP} = E_{exc}$ . Autour de la résonance, les modes polaritoniques ont une énergie différente de celles des modes non couplés, signature de leur caractère mixte lumière-matière.

Ces trois régimes peuvent aussi être observés au travers des coefficients de Hopfield, montrés dans le graphique de gauche de la Figure 1.13. Aux faibles énergies, les coefficients lumière et matière respectivement du polariton inférieur et supérieur approchent l'unité. Cela implique que les deux états sont découplés et uniquement lumière ou matière, respectivement. Cette conclusion concorde avec l'observation de leur énergie propre, assimilable à celle des états non couplés. On observe le phénomène inverse à haute énergie (comme dans le cas de la dispersion). Autour de la résonance, les coefficients se rapprochent de 0.5. On a donc des états mixtes lumière-matière.

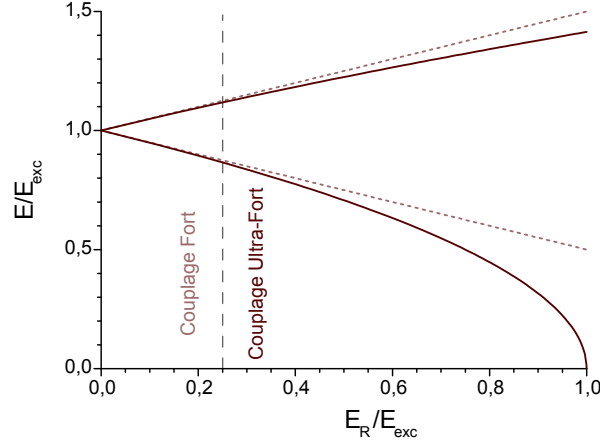
Pour observer ce régime de couplage fort, il est nécessaire que la levée de dégénérescence soit observable. Pour cela, l'énergie de Rabi doit être suffisamment importante par rapport à l'élargissement des deux modes. Il existe un facteur de mérite, utilisé en physique atomique, qui quantifie ce critère [64] : la coopérativité :

$$C = \frac{E_R^2}{\hbar^2 \gamma_c \gamma_{exc}}$$

Le régime de couplage fort est atteint lorsque  $C > 1$ . Dans le cas des systèmes étudiés ici, on considère que  $\gamma_c \approx \gamma_{exc}$ , et cette condition devient :  $E_R > \hbar \gamma_{exc}$ . Si elle n'est pas atteinte, le régime de couplage est dit faible, et est caractérisé par l'effet Purcell [65].

### 1.5.3. Couplage Ultra-Fort

On considère cette fois l'équation aux valeurs propres sans approximations [66, 67] (Équation 1.17) :



**Figure 1.14.:** Energie des deux modes polaritoniques à résonance ( $E_c = E_{exc}$ ) normalisée à  $E_{exc}$ . La courbe en pointillé, calculée pour le régime de couplage fort, a été tracée à l'aide de l'Équation 1.19. La courbe en trait plein utilise l'Équation 1.21, caractéristique du couplage ultra-fort.

$$(E^2 - E_c^2)(E^2 - E_{exc}^2) = E_R^2 E_c^2$$

Les solutions de cette équation sont les énergies des modes propres polaritoniques, qui s'expriment en fonction d'un désaccord  $\delta E^2 = E_c^2 - E_{exc}^2$  :

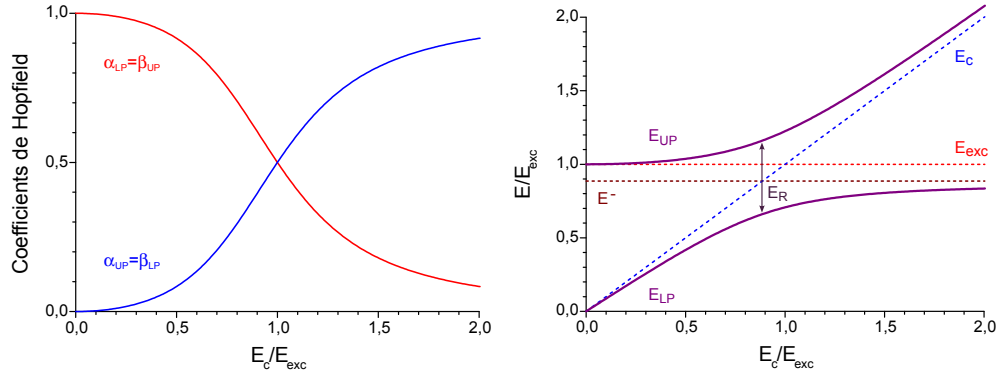
$$E_{UP/LP}^2 = \frac{1}{2} \left( E_{exc}^2 + E_c^2 \pm \sqrt{(\delta E^2)^2 + 4E_R^2 E_c^2} \right) \quad (1.21)$$

Dans ce régime, les coefficients de Hopfield sont donnés par :

$$\begin{cases} \alpha_{UP} = \beta_{LP} = \frac{\delta E^2 + \sqrt{(\delta E^2)^2 + 4E_R^2 E_c^2}}{2\sqrt{(\delta E^2)^2 + 4E_R^2 E_c^2}} \\ \alpha_{LP} = \beta_{UP} = 1 - \alpha_{UP} \end{cases} \quad (1.22)$$

Les résultats donnés par ce modèle sont valables, pour toute valeur de  $E_R$ . Ils permettent donc de retrouver ceux obtenus pour  $E_R/E_{exc} \ll 1$  (voir Équation 1.19 et Équation 1.20).

La Figure 1.14 montre, en traits continus, l'énergie des modes polaritoniques à résonance normalisée à l'énergie de l'excitation  $E_{exc}$ , en fonction du couplage relatif  $E_R/E_{exc}$ . Pour comparaison, les courbes en pointillés montrent ces mêmes énergies dans le cadre du régime de couplage fort (Équation 1.19). On remarque que pour un faible couplage, les deux courbes sont superposées, car les deux modèles



**Figure 1.15.:** Coefficients de Hopfield et dispersion polaritonique en régime de couplage ultra-fort, pour  $E_R/E_{exc} = 0.50$ . Toutes les grandeurs sont normalisées à l'énergie de l'excitation électronique  $E_{exc}$ .

donnent des résultats identiques. A mesure que l'énergie de Rabi relative augmente, les énergies des polaritons varient linéairement dans le régime de couplage fort. Après  $E_R/E_{exc} \approx 0.25$ , la courbe décrivant le couplage ultra-fort subit une déviation à cette linéarité [36], d'autant plus importante que le couplage est fort. Cette observation permet de fixer autour de cette valeur la limite entre les deux régimes de couplages en fonction de l'énergie de Rabi.

La Figure 1.15 montre les coefficients de Hopfield et la dispersion polaritonique dans le régime de couplage ultra-fort. Les coefficients de Hopfield, représentés à gauche, montrent des variations moins abruptes que dans le cas du couplage fort. Cela signifie que les polaritons restent des états mixtes, avec des parties lumière et matière non négligeables, sur une large gamme d'énergies du mode de cavité.

La dispersion polaritonique montre une caractéristique du couplage ultra-fort encore plus marquante. Les modes polaritoniques s'écartent plus fortement des asymptotes que dans le cas du couplage fort. De plus, on voit apparaître une asymptote à l'énergie  $E^-$  pour le polariton inférieur, différente de celle du polariton supérieur :

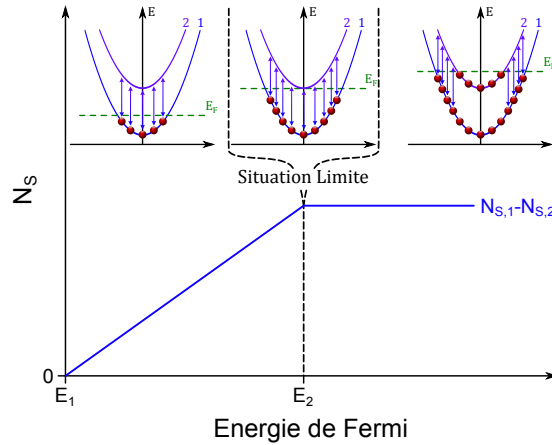
$$E^- = \sqrt{E_{exc}^2 - E_R^2} \quad (1.23)$$

En effet, pour  $E_c \rightarrow 0$ , l'énergie du polariton supérieur tend vers  $E_{exc}$ , comme dans le cas du couplage fort. On voit ainsi apparaître, entre les deux asymptotes, une bande interdite dans laquelle aucun mode polaritonique ne peut se trouver, quelle que soit l'énergie du mode de cavité considéré. Par ailleurs, l'énergie de Rabi se retrouve dans la dispersion présentée dans la Figure 1.15.b pour  $E_c = E^-$ , et non pas à la résonance  $E_c = E_{exc}$  (voir le cas du régime de couplage fort).

## 1.6. Etat de l'Art des Systèmes en Couplage Ultra-Fort

Différents systèmes physiques permettent l'observation du couplage ultra-fort lumière-matière. Parmi les plus répandus, on compte les atomes artificiels supra-conducteurs couplés à des résonateurs micro-onde [68], les transitions cyclotrons d'un gaz d'électrons sous champ magnétique couplées à des métamatériaux opérant dans le domaine THz [69], les molécules organiques en microcavité [70, 71], ou couplées à des plasmons de surface [72, 73, 74]. Certains de ces systèmes permettent d'atteindre des couplages relatifs particulièrement élevés, notamment dans le cas des transitions cyclotrons [75]. A température ambiante, les molécules organiques ont montré les plus forts couplages relatifs [76], avec  $E_R/E_{exc} \approx 0.6$ .

Dans le cadre des transitions intersousbandes, le régime de couplage ultra-fort a été observé dans le moyen infrarouge [37], puis dans le THz [38]. Les premiers résultats ont été obtenus grâce à de grandes densités électroniques, permettant un fort peuplement de la première sousbande d'un puits quantique. En effet, il a été montré dans la section précédente que l'énergie de Rabi est liée à cette densité par le biais de l'énergie de plasma :  $E_R = E_P \sqrt{f_w} \propto \sqrt{N_S}$ , où  $N_S$  est la densité électronique surfacique utile au couplage. L'évolution de cette grandeur dans un puits quantique possédant deux niveaux confinés est schématisée dans la Figure 1.16. On voit que  $N_S$  augmente avec l'énergie de Fermi, jusqu'à atteindre une valeur maximale quand le niveau de Fermi atteint l'énergie  $E_2$  du second niveau. Au-delà de cette valeur, la densité électronique qui se couple à la lumière,  $N_{S,1} - N_{S,2}$ , reste constante à cause du blocage de Pauli. Ce phénomène est explicité par les inserts, montrant les



**Figure 1.16.:** Evolution de la densité électronique surfacique utile au couplage lumière-matière  $N_S$  dans un puits à deux niveaux. En insert, illustration des transitions autorisées dans ce système pour trois énergies de Fermi différentes.



transitions électroniques possibles entre les deux sousbandes. Il existe donc, dans un tel système, une limitation intrinsèque à la densité électronique utile au couplage, et donc à l'énergie de Rabi. Dans le moyen infrarouge, la valeur record de couplage relatif obtenue avec cette méthode est celle reportée dans les références [37, 57, 38] :  $E_R/E_{exc} = 22\%$  pour le moyen infrarouge, et 50% pour le THz.

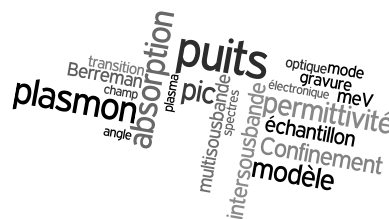
D'autres systèmes ont alors été proposés, faisant intervenir des puits fortement dopés avec plusieurs sousbandes occupées [54], ou des puits paraboliques [58]. Ils ont permis d'augmenter le couplage relatif lumière-matière et de dépasser 50%. Dans mon travail de thèse, j'ai démontré que des couplages relatifs encore plus importants peuvent être atteints en couplant un mode de Berreman avec un mode de cavité double métal [77]. Je présente, dans les chapitres suivants, une étude des excitations électroniques collectives (chapitre 2), puis des cavités double métal, dans le but de démontrer que notre système permet l'observation du régime de couplage ultra-fort (chapitre 3). Je démontrerai ensuite que les fortes modifications de l'indice effectif introduites par la maximisation du couplage ultra-fort lumière matière (chapitre 4) peuvent être utilisées pour concevoir et réaliser une source de radiation THz fonctionnant à température ambiante (chapitre 5).

# Chapitre 2

## Du Confinement Electronique au Confinement Plasmonique

Le plasmon multisousbande est l'état collectif brillant issu du couplage dipôle-dipôle entre plusieurs excitations intersousbandes, dans un gaz bidimensionnel d'électrons. Selon la densité d'électrons considérée et le potentiel de confinement électronique, la réponse optique de ce système varie grandement. L'objectif de ce chapitre est d'étudier cette réponse optique en fonction de la densité d'électrons et de leur confinement dans des puits quantiques. Je démontrerai que, en augmentant l'épaisseur de la couche dopée, on passe de façon continue d'un spectre d'absorption intersousbande à un spectre caractérisé par une résonance multisousbande, pour aboutir à un mode de Berreman.

Pour ce faire, je présenterai tout d'abord une méthode pour simuler la réponse optique d'une hétérostructure semiconductrice contenant des puits quantiques dopés. Dans la deuxième partie du chapitre, il sera montré comment la contribution du plasmon multisousbande à la permittivité diélectrique est reliée à la taille du puits quantique confinant les électrons. Dans la limite où les électrons ne peuvent plus être considérés comme confinés, on retrouvera une réponse optique caractérisée par un mode de Berreman. Le passage du plasmon multisousbande au mode de Berreman est étudié expérimentalement dans une troisième partie, au travers de mesures en transmission, réalisées sur des puits quantiques d'épaisseur croissante.



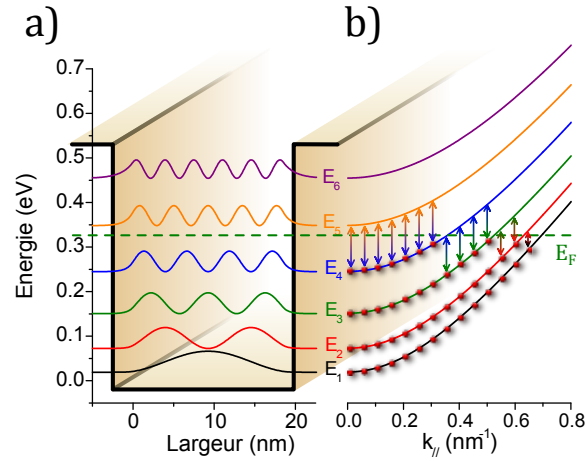
## 2.1. Simulation de la Réponse Optique Infrarouge d'un Puits Quantique Dopé

### 2.1.1. Modèle de Drude-Lorentz Généralisé

La réponse optique d'un puits quantique possédant plusieurs sousbandes peuplées a été introduite dans le chapitre 1. Il a été avancé que l'amplitude relative des différents pics d'absorption du système peut fortement varier selon l'occupation des sousbandes, et qu'il est possible d'atteindre un régime où un unique pic d'absorption apparaît.

La première observation expérimentale de ce régime a été obtenue en étudiant le spectre d'absorption d'un puits quantique possédant quatre sousbandes occupées [54]. Comme montré dans la Figure 1.11, ce spectre présente un unique pic d'absorption, dont l'énergie est différente de celle des transitions intersousbandes. Ce mode correspond à une excitation collective du gaz d'électrons, appelée "plasmon multisousbande". L'objectif de ce paragraphe est de revoir le modèle semi-classique, basé sur une généralisation du modèle de Drude-Lorentz, qui permet de reproduire les résultats expérimentaux de la référence [54]. Ce modèle permettra également de mettre en avant les propriétés principales du plasmon multisousbande.

On considère donc un puits quantique dont un nombre quelconque de sousbandes est occupé. La Figure 2.1, tirée de la référence [54], représente schématiquement le cas de quatre sousbandes peuplées. Chaque transition optiquement active, repré-



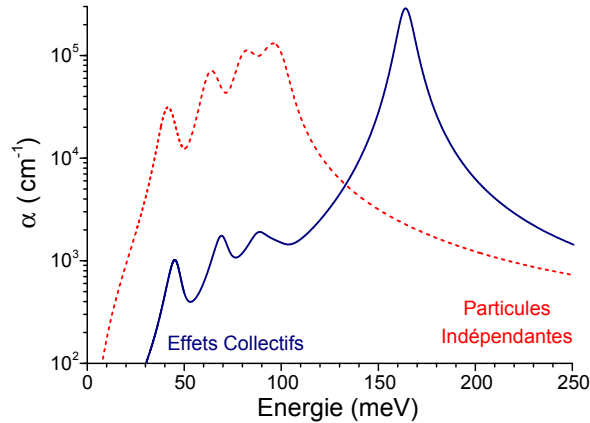
**Figure 2.1.:** a) Structure de bande et énergies des niveaux confinés dans un puits de 18.5nm d'*InGaAs/InAlAs*. b) Dispersion électronique des sousbandes. L'énergie de Fermi est indiquée par la ligne en pointillé vert, et les doubles flèches montrent les transitions autorisées. Figures tirées de la référence [54].

sentée par une flèche dans le panneau b), contribue à la permittivité totale de la structure. Pour tenir compte de la non-parabolicité des sousbandes, on découpe l'espace des vecteurs d'ondes en quantités  $dk_{\parallel}$  infinitésimales. Une fois les sousbandes remplies jusqu'à l'énergie de Fermi, on peut appliquer un modèle de Drude-Lorentz en tenant compte de chacune des transitions entre sousbandes consécutives, comme présenté dans la référence [51]. La permittivité qui en résulte s'écrit :

$$\begin{cases} \epsilon_{zz}(\omega) = \epsilon_{\infty} \left( 1 - \sum_{\beta} \int_0^{\infty} \frac{\omega_{P\beta}^2(k_{\parallel})}{\omega^2 + i\gamma\omega - \omega_{\beta}^2(k_{\parallel})} dk_{\parallel} \right) \\ \omega_{P\beta}^2(k) = \frac{f_{\beta} e^2 N_{S,\beta}(k_{\parallel})}{m^*(k_{\parallel}) \epsilon_0 \epsilon_{\infty} L_{eff,\beta}} \end{cases} \quad (2.1)$$

où  $\beta$  représente chaque transition  $i \rightarrow i+1$ , et  $N_{S,\beta}(k) = N_{S,i+1}(k) - N_{S,i}(k)$  est la différence de densité électronique surfacique entre les deux sousbandes consécutives, qui varie avec  $k_{\parallel}$ . On note que l'élargissement  $\gamma$  est ici choisi comme constant pour toutes les transitions, et sa valeur est déterminée de façon à reproduire les résultats expérimentaux. Dans la suite de ce travail, cette modélisation de la réponse optique d'un puits sera appelée modèle du plasmon multisousbande.

La Figure 2.2 montre, en échelle logarithmique, les spectres d'absorption obtenus par l'application de l'Équation 1.4 (en rouge) et de l'Équation 1.7 (en bleu) en utilisant la permittivité calculée ici, dans le cas de la structure présentée dans la Figure 2.1. On voit ainsi un spectre calculé en négligeant les effets collectifs, et un autre où ceux-ci sont pris en compte. La courbe rouge, identique à celle de la Figure 1.11, montre quatre pics d'absorption d'amplitude comparables. Les énergies de ces pics correspondent à celles des transitions intersousbandes. Sur la courbe bleue, on distingue le même nombre de pics à une énergie différente de celles des



**Figure 2.2.:** Spectres d'absorption simulés avec et sans effets collectifs (en bleu et rouge, respectivement) pour la structure représentée en Figure 2.1.

transitions. De plus, les trois pics de plus faible énergie ont une amplitude négligeable face à celle du quatrième. Ce dernier est alors le seul mode brillant du système, et correspond au plasmon multisousbande observé expérimentalement [54]. L'intégrale de ces deux spectres est identique, ce qui montre que la force d'oscillateur associée à chaque transition individuelle dans la courbe rouge est transférée, par les effets collectifs, au plasmon multisousbande. La force d'oscillateur d'une transition étant liée à sa pulsation plasma, la capacité du plasmon multisousbande à concentrer l'ensemble de l'interaction avec la lumière permet de définir une pulsation de plasma effective associée au plasmon multisousbande [78] :

$$\Omega_P^2 = \sum_{\beta} \int_0^{\infty} \omega_{P\beta}^2(k_{\parallel}) dk_{\parallel} \quad (2.2)$$

Par analogie avec l'expression du décalage plasma [44], on peut aussi définir une pulsation intersousbande effective  $\Omega_{ISB}$  telle que :

$$\Omega_{MSP}^2 = \Omega_{ISB}^2 + \Omega_P^2 \quad (2.3)$$

Dans l'approximation où l'on néglige les élargissements  $\gamma$ , on peut montrer [67] que cette dernière est donnée par :

$$\Omega_{ISB}^2 = \frac{\Omega_P^2}{\sum_{\beta} \int_0^{\infty} \frac{\omega_{P\beta}^2(k_{\parallel})}{\omega_{\beta}^2(k_{\parallel})} dk_{\parallel}} \quad (2.4)$$

Cette pulsation est une moyenne harmonique des pulsations intersousbandes participant à l'excitation collective.

Ces quelques définitions permettent de mettre en avant une propriété importante du plasmon multisousbande. Tout comme le plasmon intersousbande, c'est un mode coopératif, dont l'énergie dépend à la fois de la densité électronique (via l'énergie de plasma effective), et des transitions intersousbandes mises en jeu (via l'énergie intersousbande effective). Il a donc un caractère à la fois plasmonique et intersousbande. On peut introduire deux grandeurs dans le but de caractériser cette dualité. Ainsi, on définit la contribution plasma  $C_P$  et la contribution intersousbande  $C_{ISB}$  telles que :

$$\begin{cases} C_P = \frac{\Omega_P^2}{\Omega_{MSP}^2} \\ C_{ISB} = 1 - C_P \end{cases} \quad (2.5)$$

Ces grandeurs sont particulièrement intéressantes, car, comme il a été montré dans le chapitre 1 (p.30), la contribution plasma  $C_P$  d'une excitation électronique influe directement sur le couplage relatif entre cette dernière et un mode de cavité optique. C'est donc un facteur déterminant pour l'étude de l'interaction lumière-matière.

### 2.1.2. Contributions Résonantes à la Permittivité Diélectrique

L'Équation 2.1 décrit l'expression de la contribution du plasmon multisousbande à la permittivité. Dans un semiconducteur, d'autres excitations collectives impactent la permittivité : les phonons et les excitons. Si on veut obtenir une valeur de l'indice optique d'un gaz d'électrons dans un puits quantique qui soit valable depuis le domaine THz jusqu'au moyen infrarouge<sup>1</sup>, il est nécessaire de les prendre en compte. Pour la majorité des matériaux, il existe des valeurs tabulées de l'indice de réfraction en fonction de la longueur d'onde [79, 80]. La permittivité peut s'écrire, de manière générale :

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_{\infty} + \epsilon_{exciton}(\omega) + \epsilon_{phonon}(\omega) + \epsilon_{MSP}(\omega) \quad (2.6)$$

où  $\epsilon_{particule}$  représente la contribution de la quasi-particule à la permittivité totale, et  $\epsilon_{\infty}$  est la permittivité à haute fréquence<sup>2</sup>. On peut faire apparaître la valeur de la permittivité du matériau massif intrinsèque  $\epsilon_{mat}(\omega)$ , tabulée pour plusieurs systèmes de matériaux :

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_{mat}(\omega) + \epsilon_{MSP}(\omega) \quad (2.7)$$

La quasi-totalité de mon travail a été réalisée sur des dispositifs en *InGaAs* et *InAlAs*. A ma connaissance, il n'existe aucun tableau des indices optiques de ce système de matériaux qui couvre entièrement le moyen et lointain infrarouge. Pour ce travail, j'ai décidé d'utiliser le modèle d'Adachi [81, 82, 83] pour décrire l'effet des excitons à plus faible énergie que la bande interdite. Dans la gamme de longueurs d'onde considérées, les excitons ne sont jamais résonants. Leur prise en compte dans  $\epsilon_{mat}(\omega)$  correspond donc à une correction légère de  $\epsilon_{\infty}$ . Pour cette raison, leur cas est traité à part, dans l'Annexe A. Pour les phonons, j'ai utilisé le modèle détaillé dans la référence [84], qui permet d'écrire la contribution des phonons à la permittivité comme :

$$\epsilon_{phonon} = \epsilon_{\infty} \prod_i \frac{\omega_{LO_i}^2 - (\omega^2 + i\gamma_{p_i}\omega)}{\omega_{TO_i}^2 - (\omega^2 + i\gamma_{p_i}\omega)} - \epsilon_{\infty} \quad (2.8)$$

Dans cette expression,  $\omega_{LO}$  et  $\omega_{TO}$  représentent les pulsations des phonons optiques longitudinaux et transverses pour un binaire III-V, et  $\gamma_p$  représente un élargissement phénoménologique lié au temps de vie des phonons. Les valeurs utilisées pour ces différents paramètres sont reportées dans le Tableau 2.1.

---

1. Cela s'avérera incontournable pour les simulations présentées dans les chapitres suivants.

2. Elle vaut 11.6 dans le cas de l'*InGaAs* et est du même ordre de grandeur pour les autres matériaux utilisés ici.

<i>Matériaux</i>	$\hbar\omega_{LO,1}$ meV	$\hbar\omega_{TO,1}$ meV	$\hbar\gamma_1$ meV	$\hbar\omega_{LO,2}$ meV	$\hbar\omega_{TO,2}$ meV	$\hbar\gamma_2$ meV
$In_{0.53}Ga_{0.47}As$	33.93	31.39	0.27	29.14	28.18	0.23
$In_{0.52}Al_{0.48}As$	44.74	43.24	0.36	29.66	28.00	0.24

**Table 2.1.:** Valeurs utilisées pour modéliser la contribution des phonons à la permittivité (Équation 2.8). Les énergies des phonons ont été extraites de la référence [84]. Les élargissements ont été choisis du même ordre de grandeur que les temps de vie typiques des phonons dans les semiconducteurs III-V.

La contribution à la permittivité liée au gaz d'électrons bidimensionnel est anisotrope, car les électrons ne sont confinés que dans la direction  $z$  de croissance des couches. Dans le plan, ces derniers sont libres, et peuvent donc être décrits par le modèle de Drude (voir section 1.2) :

$$\epsilon_{MSP,\parallel} = -\epsilon_{\infty} \frac{\omega_P^2}{\omega^2 + i\omega/\tau} \quad (2.9)$$

où  $\omega_P^2$  est la fréquence plasma dans le matériau massif (voir Équation 1.1), et  $\tau$  est le temps de libre parcours moyen des électrons. Pour des densités électroniques élevées, on considère généralement que ce temps est de quelques centaines de femtosecondes. Il a été possible de reproduire les mesures expérimentales présentées par la suite en utilisant un temps de  $\tau = 440\text{fs}$ .

Dans la direction de croissance, la contribution d'un plasmon multisousbande à la permittivité est donnée par l'Équation 2.1, via la relation :  $\epsilon_{MSP,zz} = \epsilon_{zz} - \epsilon_{\infty}$ . On a donc :

$$\epsilon_{MSP,zz} = -\epsilon_{\infty} \sum_{\beta} \int_{k_{\parallel}=0}^{\infty} \frac{\omega_{P\beta}^2(k_{\parallel})}{\omega^2 + i\gamma\omega - \omega_{\beta}^2(k_{\parallel})} dk_{\parallel} \quad (2.10)$$

En conclusion, la permittivité totale d'un gaz d'électrons dans un puits quantique est donnée par :

$$\left\{ \begin{array}{l} \epsilon(\omega) = \begin{bmatrix} \epsilon_{mat}(\omega) + \epsilon_{MSP,\parallel} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{mat}(\omega) + \epsilon_{MSP,\parallel} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{mat}(\omega) + \epsilon_{MSP,zz} \end{bmatrix} \\ \epsilon_{mat}(\omega) = \epsilon_{\infty} + \epsilon_{exciton}(\omega) + \epsilon_{phonon}(\omega) \end{array} \right. \quad (2.11)$$

Cette expression permet de calculer, via l'Équation 1.7, le coefficient d'absorption d'un puits quantique dopé. Ce coefficient permet de simuler la réponse optique d'un

puits quantique uniforme dans le plan des couches. Dans le cadre de ce travail, j'ai été amené à concevoir des hétérostructures alternant plusieurs couches de permittivités différentes, ainsi que des géométries variées (voir chapitre 3 et supplément I). Pour simuler la réponse optique de ce type de structures, j'ai utilisé un modèle numérique, présenté dans le paragraphe suivant.

### 2.1.3. Simulation de la Réponse Optique d'un Système Multicouches par Éléments Finis

Dans le cadre de ce travail, j'ai choisi d'utiliser une méthode de résolution des équations de Maxwell par éléments finis, fournie par le logiciel COMSOL. On peut simuler des structures de géométries quelconques, en fournissant l'indice de réfraction complexe de chacun des composants. Pour les couches dopées de matériaux ternaires et les puits quantiques, on l'obtient à l'aide de la permittivité anisotrope donnée par l'Équation 2.11 selon l'expression :

$$\sqrt{\epsilon(\omega)} = n + i\kappa$$

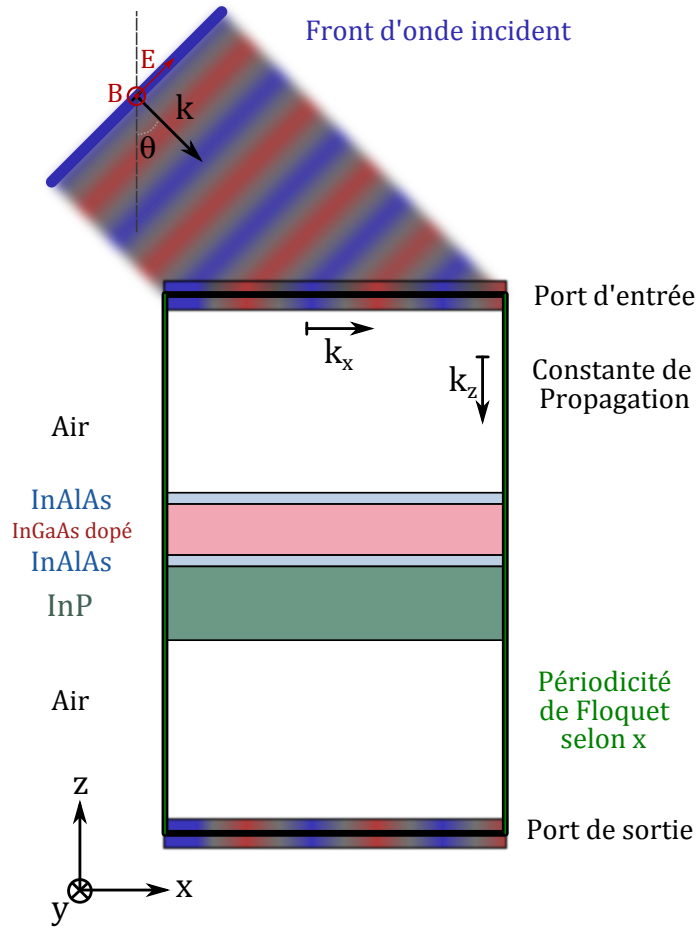
où  $n$  et  $\kappa$  sont respectivement les parties réelles et imaginaires de l'indice de réfraction. Pour les autres matériaux (semiconducteurs binaires, or, silice...) on utilise des valeurs tabulées [80].

J'ai généralement simulé des structures bidimensionnelles pour que les temps de calcul restent faibles, mais le principe de ces simulations numériques est généralisable à trois dimensions. La première étape est de délimiter la zone de l'espace à simuler (une "boite"). On peut en voir un exemple dans la Figure 2.3. Les paramètres les plus importants de cette boite sont les conditions aux frontières. Ce sont elles qui donnent sa réalité physique à la résolution du système d'équations du problème considéré. Dans le cas de ces simulations, je cherche à reproduire le comportement d'une structure en transmission, réflexion et absorption. Il est donc nécessaire d'envoyer une onde électromagnétique sur la structure, et de la collecter après réflexion et transmission. C'est le rôle des ports d'entrée et de sortie représentés sur la Figure 2.3 (en haut et en bas). D'autre part, les structures que je simule sont périodiques ou infinies. Il est donc bon d'utiliser des conditions de périodicité, reliant le bord droit et gauche de la structure.

Pour envoyer une onde plane polarisée comme sur la Figure 2.3, arrivant avec un angle  $\theta$  par rapport à  $z$ , il faut paramétrer les ports d'entrée et de sortie. Le champ sur la frontière supérieure (à  $z = z_{max}$ ) est donné par :

$$\vec{E}(x, z_{max}) = E_0 e^{-ik_x x + i\varphi_{z_{max}}} (\cos \theta \vec{u}_x + \sin \theta \vec{u}_z) . \quad (2.12)$$





**Figure 2.3.:** Schéma d'un système typique simulé avec COMSOL. Le système est contenu dans le rectangle.

L'onde peut alors se propager verticalement, avec un vecteur d'onde  $k_z$ , jusqu'au port de sortie. L'expression du champ  $y$  est la même, à un déphasage près (dépendant des milieux traversés et de la taille de la boîte) pris en compte automatiquement par COMSOL. Les conditions de périodicité doivent permettre une propagation à un angle quelconque. Pour cela, on utilise une périodicité de Floquet de vecteur  $\vec{k}_x$ .

Le maillage de ce dessin est primordial pour la réussite des simulations. Il faut que la taille des mailles élémentaires soit entre 3 et 10 fois plus petite que la longueur d'onde. Cela implique qu'il doit être plus fin dans les semiconducteurs que dans l'air, car l'indice optique de ces matériaux est particulièrement élevé. Il est aussi important que les frontières périodiques aient le même maillage. Pour savoir si un maillage est suffisamment fin, on peut simuler la propagation d'une onde dans un milieu sans réflexion ou absorption (indice optique constant). Si l'onde est parfaitement transmise, c'est que les conditions aux frontières et le maillage sont adaptés.

On peut aussi simuler une structure plus complexe et augmenter successivement la finesse du maillage, jusqu'à voir les résultats des simulations converger.

Une fois le champ simulé dans la structure, on peut déterminer la transmittance  $T$ , la réflectivité  $R$ , et l'absorption  $A$  du système. En effet, les ports permettent l'introduction de coefficients de diffraction (aussi appelés *S parameters*, ou *scattering parameters*). Ces derniers sont définis tels que :  $S_{ij} = b_i/a_j$ , où  $a_j$  est l'amplitude de l'onde incidente provenant du port  $j$ , et  $b_i$  est celle de l'onde diffractée sortant par le port  $i$ ). Ces grandeurs sont alors données par :

$$\begin{cases} R = |S_{11}|^2 \\ T = |S_{21}|^2 \\ A = 1 - R - T \end{cases} \quad (2.13)$$

où 1 est le port d'entrée, et 2 le port de sortie.

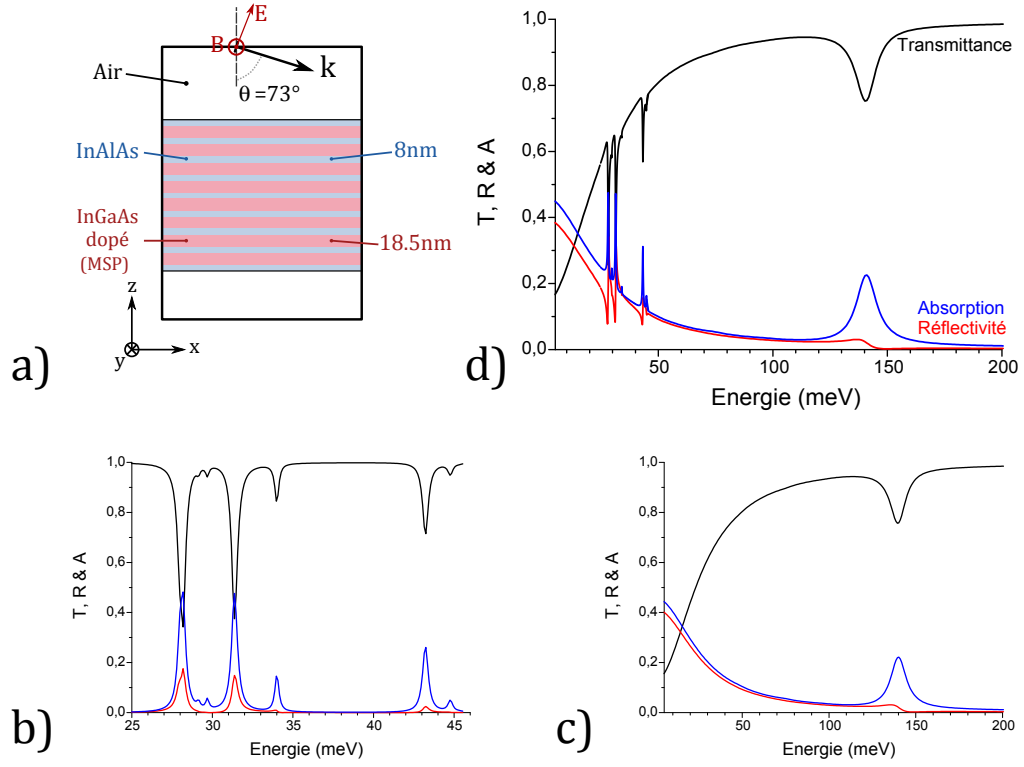
Ce modèle numérique permet de simuler le couplage à la lumière d'une structure de géométrie de taille quelconque. Il permet donc de simuler des couches minces, comme des matériaux massifs. Ainsi, les grandeurs simulées (dont  $R$ ,  $T$ , et  $A$ ) dépendent fortement des épaisseurs considérées. Un exemple de simulation de ces grandeurs est présenté dans la Figure 2.4. Le système considéré ici, représenté dans le panneau a), est une répétition du puits quantique *InGaAs/InAlAs* de 18.5nm d'épaisseur, déjà étudié dans le paragraphe précédent. Les puits sont uniformes dans les deux directions  $x$  et  $y$  du plan des couches. Ce système contient huit puits, ce qui assure un bon contraste des courbes simulées. La lumière arrive sur la structure avec un angle  $\theta = 73^\circ$ , en polarisation TM<sup>3</sup>.

Les courbes simulées dépendent des indices optiques des semiconducteurs. Pour illustrer les différentes contributions discutées dans la sous-section 2.1.2, j'ai représenté dans la Figure 2.4 trois cas différents. Les courbes du graphique d) ont été obtenues en considérant la permittivité totale pour chacun des matériaux :  $\epsilon(\omega) = \epsilon_\infty + \epsilon_{exciton}(\omega) + \epsilon_{phonon}(\omega) + \epsilon_{MSP}(\omega)$ . Le graphique b) ne présente que la contribution résonante des phonons ( $\epsilon(\omega) = \epsilon_\infty + \epsilon_{exciton}(\omega) + \epsilon_{phonon}(\omega)$ ), et le c) du plasmon multisousbande ( $\epsilon(\omega) = \epsilon_\infty + \epsilon_{exciton}(\omega) + \epsilon_{MSP}(\omega)$ ).

La Figure 2.4.b montre de nombreux pics d'absorption. Ils proviennent des nombreux phonons des alliages ternaires (il y en a quatre pour les puits, et autant pour les barrières). On remarque que la présence des phonons fait apparaître un pic d'absorption quand la fréquence de l'onde incidente est résonante avec l'un des phonons, mais modifie aussi la réflectivité, qui est nulle aux autres énergies. La présence de

---

3. Comme il sera montré dans la section 2.3, cet angle permet de minimiser la réflectivité de la structure.



**Figure 2.4.:** Exemple de réponses optiques simulées numériquement. a) Le système considéré est constitué de 8 puits quantiques *InGaAs/InAlAs* fortement dopés ( $8 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ ), de 18.5nm d'épaisseur, uniformes dans le plan des couches. d) Réponse optique du système en prenant en compte toutes les contributions résonnantes à la permittivité diélectrique. b) Réponse optique en ne prenant en compte que les phonons. c) Réponse optique en ne prenant en compte que le plasmon.

pics d'absorption liés aux phonons optiques longitudinaux est due à la faible épaisseur des couches simulées, qui entraîne l'apparition de modes de Berreman à leur énergie. La Figure 2.4.c montre deux phénomènes distincts. Une pente s'accroissant pour les faibles énergies (en transmittance et en absorption, mais aussi en réflectivité). Cette pente est liée à l'absorption par porteurs libres des électrons dans le plan des couches, décrite par le modèle de Drude. On voit aussi un pic d'absorption (et de transmittance) à l'énergie du plasmon multisousbande  $E_{MSP}$ . Il est dû à l'absorption par les électrons confinés dans la direction  $z$ . L'importance relative de ces deux phénomènes dépend de l'angle de propagation de la lumière polarisée dans le semiconducteur, à cause des règles de sélection de l'absorption intersousbande (voir section 1.4). Enfin, la Figure 2.4.d montre la réponse optique du système complet (plasmon et phonons). On reconnaît les contributions de chacune des excitations observées séparément dans les deux graphiques b) et c).

## 2.2. De l'Excitation Intersousbande au Mode de Berreman : Etude Théorique

L'objectif de ce paragraphe est d'étudier la permittivité (et les propriétés qui en découlent) de couches semiconductrices dopées, dans lesquelles les électrons peuvent éventuellement être confinés, selon l'épaisseur des couches et leur dopage.

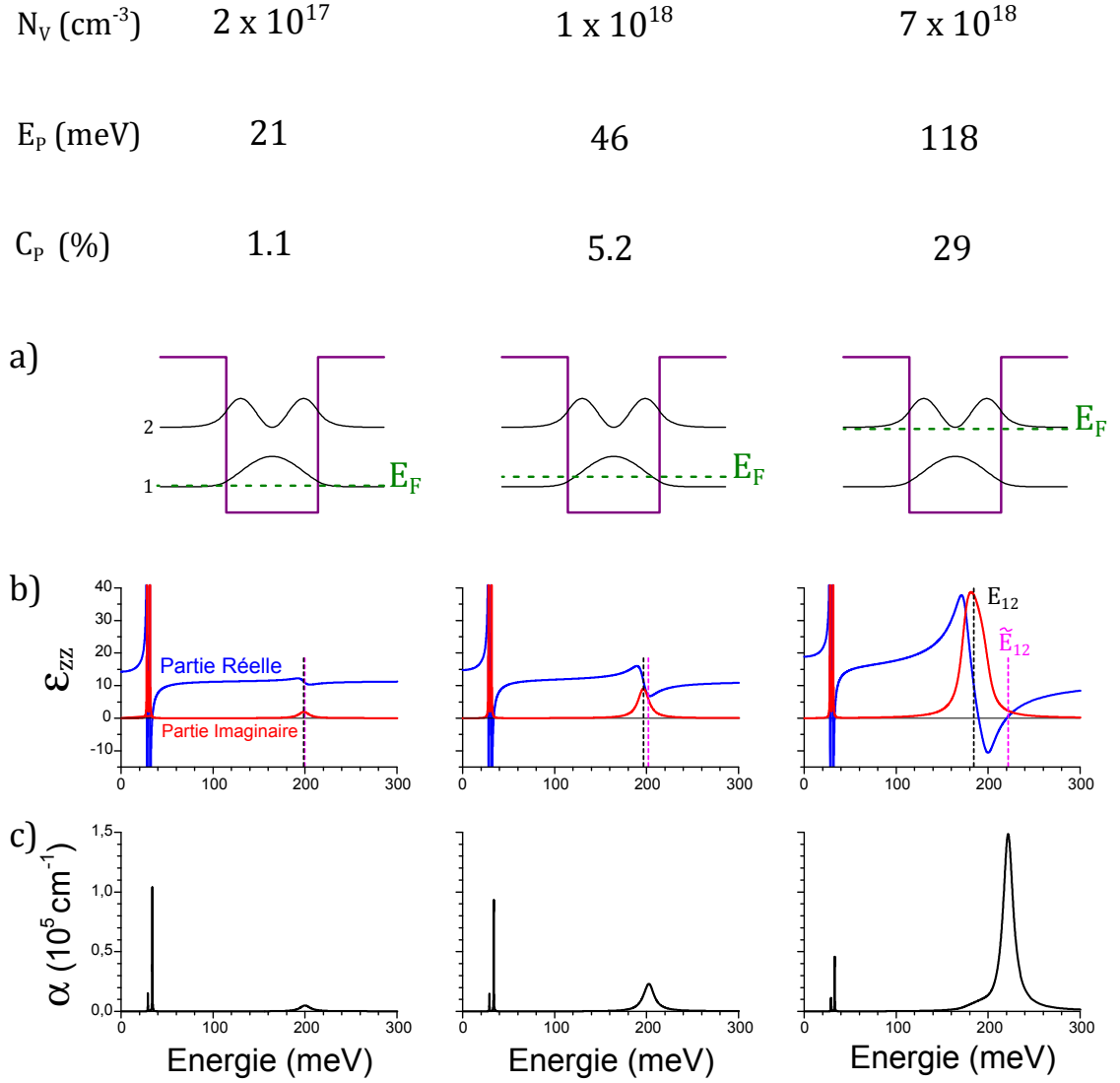
Les paramètres (épaisseur du puits, densité électronique, élargissement des transitions...) utilisés dans les simulations présentées par la suite ont été choisis pour être proches de valeurs accessibles expérimentalement. Ainsi, toute la discussion concerne des puits quantiques qu'il est possible de réaliser et mesurer expérimentalement et offre donc des résultats qui peuvent être directement comparés à des mesures. L'étude expérimentale et la comparaison avec les résultats des simulations seront l'objet de la section 2.3.

### 2.2.1. Etude de la Permittivité Diélectrique d'un Gaz Bidimensionnel d'Electrons

Quand les électrons sont confinés dans un puits quantique carré, leur interaction avec la lumière est décrite par le modèle de Drude-Lorentz généralisé (le modèle du plasmon multisousbande), décrit dans la section précédente. Celui-ci est valable pour des puits faiblement dopés, jusqu'à des systèmes caractérisés par un grand nombre de sousbandes occupées. Dans ce paragraphe, je montrerai l'évolution de la permittivité diélectrique alors qu'on passe d'un cas à l'autre.

#### De la Transition au Plasmon Intersoubande

Un puits quantique dont la première sousbande est faiblement peuplée peut absorber un photon d'énergie  $E_{12} = E_2 - E_1$ . Cette image est la vision la plus simple



**Figure 2.5.:** Passage d'une transition intersousbande à un plasmon intersousbande. Le puits quantique fait 7nm de large. Seule la densité électronique change d'un système à l'autre. Les caractéristiques optiques du puits sont simulées à 0K. L'élargissement des transitions  $\gamma = 13.2\text{meV}$  est choisi pour être de l'ordre de grandeur typique des transitions intersousbandes ( $\sim 6\%$  de  $E_{12}$ ). Les lignes en pointillés noirs et roses représentent respectivement l'énergie de la transition intersousbande ( $E_{12}$ ) et le maximum d'absorption du puits quantique ( $\tilde{E}_{12}$ ).

de l'absorption intersousbande dans un puits quantique (voir section 1.4).

Elle est illustrée par la colonne de gauche de la Figure 2.5. On y voit, dans la ligne a), le système considéré : un puits quantique InGaAs/InAlAs avec deux niveaux confinés, très faiblement dopé. Le dopage est si faible que la contribution plasma à l'excitation électronique est négligeable :  $C_P \ll 1$ . La permittivité diélectrique correspondante ( $\epsilon_{zz}$ ) est présentée dans la ligne b). Les contributions très fines et de grande amplitude à basses énergies sont dues aux phonons. La présence de la transition intersousbande cause le léger double épaulement sur la partie réelle de la permittivité, et le faible pic sur la partie imaginaire, que l'on observe autour de 200meV. L'absorption obtenue à partir de cette permittivité (en utilisant l'Équation 1.7) est montrée sur le graphique inférieur (ligne c). On voit un double pic d'absorption à basses énergies, dû aux phonons, et un pic plus large de faible amplitude ( $\sim 1 \times 10^4 \text{cm}^{-1}$ ), associé à la transition intersousbande.

Cette figure nous montre que le pic d'absorption de cette structure est situé à une énergie de 198meV. Pour mettre en relation l'absorption et la permittivité, j'ai fait apparaître, dans le panneau b), l'énergie de la transition intersousbande  $E_{12}$  (prenant en compte la non-parabolicité) à l'aide de la courbe en pointillé noire. J'ai aussi reporté le maximum du pic d'absorption en rose. Ces deux courbes sont ici confondues, car l'absorption se fait à l'énergie de la transition.

Dans les colonnes suivantes, on voit les mêmes simulations pour un puits de taille identique, mais plus dopé. L'augmentation de la densité électronique se caractérise, pour la permittivité comme pour le spectre d'absorption, par une augmentation de l'amplitude du pic lié à l'intersousbande. Un point notable est que le maximum d'absorption est légèrement décalé vers le bleu par rapport à l'énergie de la transition, à cause de l'augmentation de la densité électronique, et donc de la composante plasma  $C_P$ . Dans ce cas  $\omega_{P12}$  n'est plus négligeable dans l'expression de l'énergie de l'excitation :  $\tilde{\omega}_{12}^2 = \omega_{12}^2 + \omega_{P12}^2$ .

Le puits suivant est le plus dopé possible pour une transition unique : l'énergie de Fermi est égale à celle du deuxième niveau. On voit encore une augmentation de l'amplitude des pics liée à l'absorption intersousbande sur la courbe de la permittivité. Cette fois, l'amplitude est telle que la partie réelle devient négative sur une certaine plage d'énergies, avant de redevenir positive. Cette courbe a donc, pour une densité électronique suffisamment élevée, deux zéros. On remarque que le zéro de plus haute énergie coïncide avec l'énergie de l'absorption. Celle-ci s'est très nettement décalée de l'énergie de la transition, à cause de la forte contribution plasma  $C_P$  de l'excitation électronique. Le deuxième zéro est proche de l'énergie de la transition intersousbande. Ce dernier correspond toujours au maximum de la partie imaginaire de la permittivité.

Dans le cas de ce puits, la contribution de l'excitation intersousbande à la per-

mittivité est tellement importante que sa partie réelle est profondément modifiée sur une large plage d'énergies, jusqu'aux énergies des phonons. Cette modification se traduit par une diminution d'amplitude de l'absorption liée à ces derniers.

Pour analyser les résultats fournis par la Figure 2.5, on peut utiliser l'expression analytique de la permittivité, obtenue en supposant les sousbandes paraboliques (voir Équation 1.12) :

$$\epsilon_{zz} = \epsilon_{\infty} \left( 1 - \frac{\omega_{P12}^2}{\omega^2 + i\gamma\omega - \omega_{12}^2} \right)$$

La partie réelle de cette fonction admet deux zéros positifs. Ils sont donnés par :

$$\omega_{0\pm} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\pm\sqrt{\Delta} - \gamma^2 + \omega_{P12}^2 + 2\omega_{12}^2} \quad (2.14)$$

où :

$$\Delta = \gamma^4 - 2\omega_{P12}^2\gamma^2 - 4\omega_{12}^2\gamma^2 + \omega_{P12}^4$$

On se place dans le cas d'un puits très dopé, tel que l'élargissement  $\gamma$  soit négligeable devant  $\omega_{12}$  et  $\omega_{P12}$ . Les deux zéros sont alors donnés par :

$$\begin{cases} \omega_{0-} \approx \omega_{12} \\ \omega_{0+} \approx \sqrt{\omega_{12}^2 + \omega_{P12}^2} = \tilde{\omega}_{12} \end{cases} \quad (2.15)$$

Les deux zéros correspondent donc à l'énergie de la transition intersousbande nue ( $E_{12}$ ), ainsi qu'à celle renormalisée par les effets de plasma ( $\tilde{E}_{12}$ ). La partie imaginaire de la permittivité admet, quant à elle, un maximum en :

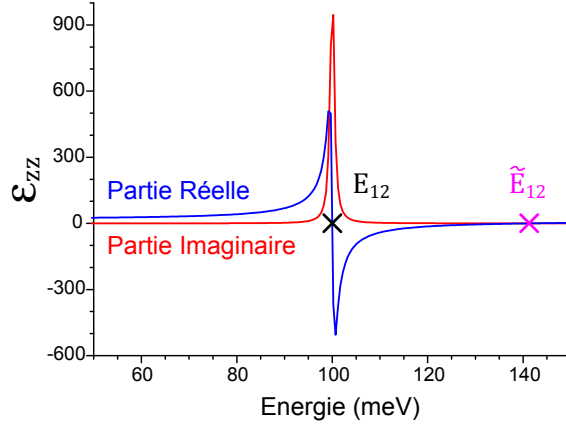
$$\omega_{max} = \frac{1}{\sqrt{6}} \sqrt{\sqrt{\Lambda} - \gamma^2 + 2\omega_{12}^2} \quad (2.16)$$

avec :

$$\Lambda = \gamma^4 - 4\omega_{12}^2\gamma^2 + 16\omega_{12}^4$$

Pour un élargissement faible devant l'énergie de la transition ( $\gamma \ll \omega_{12}$ ) on a donc :

$$\omega_{max} \approx \omega_{12} \quad (2.17)$$



**Figure 2.6.:** Permittivité diélectrique calculée pour un faible élargissement  $\gamma$ .  $E_{12} = E_{P12} = 100\text{meV}$  (ce qui donne  $\tilde{E}_{12} = 141\text{meV}$ ), et  $\hbar\gamma = 1\text{meV}$ . Les croix rose et noire représentent respectivement  $\tilde{E}_{12}$  et  $E_{12}$ .

Pour visualiser cette tendance, la Figure 2.6 présente les permittivités données par le modèle de Drude-Lorentz dans le cas  $\gamma \ll \{\omega_{12}; \omega_{P12}\}$ . Les croix représentent les énergies de la transition intersousbande et du maximum de l'absorption. Dans ce cas, elles sont exactement superposées aux zéros de la partie réelle de la permittivité diélectrique. Cette étude aux limites confirme le phénomène illustré par la Figure 2.5.

En conclusion, pour toute transition intersousbande, le maximum de la partie imaginaire de la permittivité diélectrique est très proche de l'énergie de la transition. Dès que la contribution plasma devient suffisante, la partie réelle de la permittivité admet deux zéros. Celui de plus faible énergie est proche de l'énergie de la transition, l'autre correspond à l'énergie du pic d'absorption. Dans ce cas, l'excitation électronique qui se couple à la lumière n'est plus la transition nue, mais une excitation collective : le plasmon intersousbande [44, 50, 33]. Ce passage, de la transition au plasmon intersousbande, est résumé au travers de la Figure 2.5, où l'on observe le décalage plasma [44] dans les spectres d'absorption.

### Du Plasmon Intersousbande au Plasmon Multisousbande

On s'intéresse à présent à un puits dont plusieurs sousbandes sont occupées. On ne considérera ici que le cas dans lequel le dopage est suffisant pour observer un unique mode collectif brillant [54] (voir section 1.4). J'étudie ici un puits quantique de densité électronique fixée et d'épaisseur variable, de sorte qu'un nombre grandissant de sousbandes soit occupé quand la largeur du puits augmente.

Par analogie à l'étude présentée pour la transition intersousbande, on s'intéressera à relier les propriétés de la permittivité avec les énergies  $E_{ISB} = \hbar\Omega_{ISB}$  et  $E_{MSP} =$



$\hbar\Omega_{MSP}$ . Comme il a été détaillé dans la section 2.1, ces pulsations sont analogues aux pulsations  $\omega_{12}$  et  $\tilde{\omega}_{12}$ , définies pour le plasmon intersousbande. Pour rappel, on a :

$$E_{MSP} = \sqrt{E_{ISB}^2 + E_P^2}$$

La transition entre les différents systèmes considérés est illustrée par la Figure 2.7. La colonne de gauche rappelle les propriétés du plasmon intersousbande. Le puits quantique est le même que celui présenté dans la Figure 2.5. La colonne centrale montre un puits dont les quatre premières sousbandes sont occupées, et séparées par une énergie non négligeable face aux élargissements des transitions ( $E_{ISB} > 70\text{meV}$ ). On distingue les effets de chacune des transitions dans la permittivité. Chaque pic ou épaulement provient de l'une d'entre elles. On remarque que le zéro de haute énergie de la partie réelle de la permittivité correspond toujours au maximum du spectre d'absorption (ligne rose). Par ailleurs, la ligne noire, qui correspond ici à l'énergie intersousbande effective ( $E_{ISB}$ ) calculée avec l'Équation 2.4, reste proche du deuxième zéro de la partie réelle de la permittivité, et du maximum de sa partie imaginaire. Le spectre d'absorption ne présente qu'un pic, à l'énergie  $E_{MSP}$ .

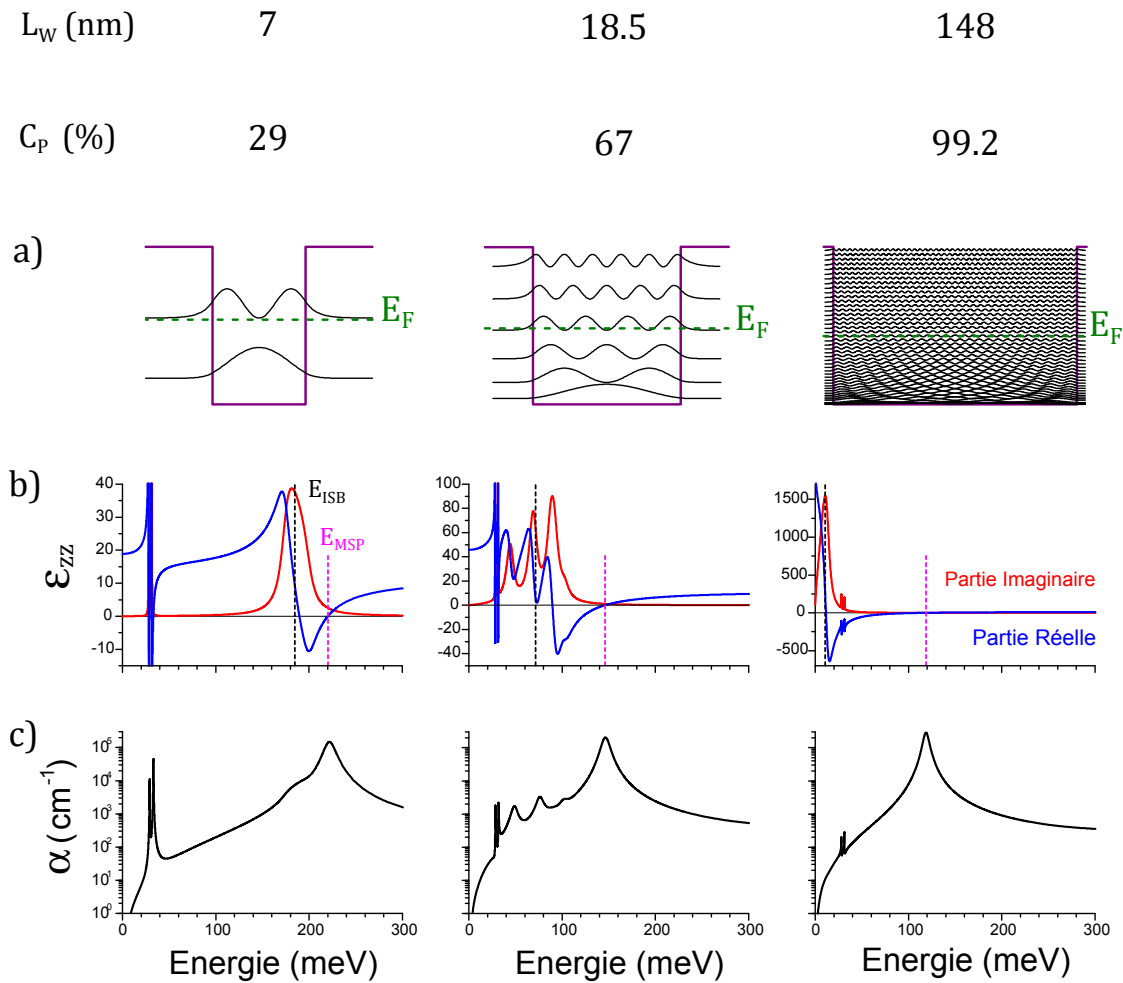
La colonne de droite montre le cas d'un puits extrêmement large. Dans ce cas, la différence d'énergie entre les niveaux est de l'ordre de l'élargissement de chacun de ces niveaux. On ne peut plus considérer les électrons comme étant confinés. On remarque que la permittivité ne montre plus de caractéristiques liées aux transitions. Sa forme générale rappelle, de ce fait, celle obtenue par un modèle de Drude, comme il sera discuté par la suite. De plus, les deux zéros de la partie réelle de la permittivité, comme pour un plasmon intersousbande, sont très proches de  $E_{MSP}$  et  $E_{ISB}$ .

Comme dans le cas précédemment étudié (Figure 2.5), la différence entre ces systèmes est à relier à l'augmentation de la contribution plasma  $C_P$ . Dans le cas précédent, celle-ci était modifiée par une augmentation de  $E_P$ . Dans ce cas, la contribution plasma augmente, car  $E_{ISB}$  diminue avec l'épaisseur des puits étudiés.

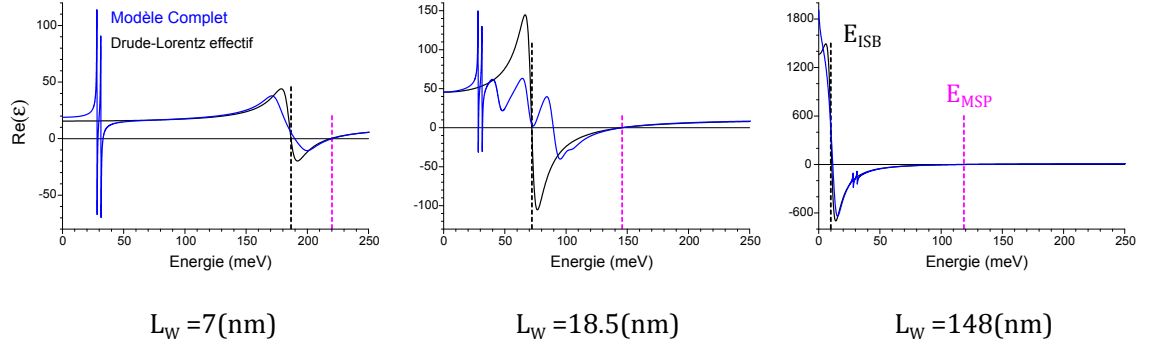
Un des points notables dans la comparaison de la permittivité de ces différents puits est l'amplitude des variations. Plus la contribution plasma est grande, plus la permittivité diélectrique atteint des valeurs élevées. On voit aussi que la forme du coefficient d'absorption varie grandement d'un cas à l'autre. La présence de pics de faible amplitude dans le graphique central témoigne des états collectifs noirs<sup>4</sup> de ce système. On remarque aussi que l'amplitude des pics liés aux phonons décroît fortement quand la largeur du puits augmente. Ceci est dû à l'augmentation importante de la contribution du plasmon à la permittivité diélectrique. Par ailleurs, le maximum du coefficient d'absorption augmente pour le puits large (environ  $3 \times 10^5 \text{cm}^{-1}$ ,

---

4. C'est à dire, dont le couplage au champ électromagnétique est négligeable.



**Figure 2.7.:** Passage d'un plasmon intersousbande à un plasmon multisousbande dans un puits large. La densité électronique est gardée constante ( $7 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ ), tandis que l'épaisseur du puits quantique varie. Les caractéristiques optiques du puits sont simulées à 0K. L'élargissement  $\gamma$  des transitions pour les deux nouveaux puits est choisi pour reproduire des mesures expérimentales réalisées sur ces puits, qui sont présentées par la suite. Il vaut  $\gamma = 9.95 \text{meV}$  et  $\gamma = 7.50 \text{meV}$ , pour les puits de 18.5nm et 148nm, respectivement. Ces grandeurs correspondent à un rapport  $\gamma/E_{MSP}$  constant. Les lignes en pointillés noirs et roses représentent respectivement l'énergie intersousbande effective ( $E_{ISB}$ ) et le maximum d'absorption du puits quantique ( $E_{MSP}$ ).



**Figure 2.8.:** Partie réelle de la permittivité diélectrique des trois puits. Le modèle présenté dans la Figure 2.7 est comparé à un modèle de Drude-Lorentz effectif. Les lignes en pointillés noirs et roses représentent respectivement l'énergie intersous-bande effective ( $E_{ISB}$ ) et le maximum d'absorption du puits quantique ( $E_{MSP}$ ).

contre  $2 \times 10^5 \text{cm}^{-1}$  pour le puits intermédiaire et  $1.5 \times 10^5 \text{cm}^{-1}$  pour le puits fin). Ceci est lié au fait que l'énergie du pic est plus faible que pour les autres puits, et qu'il est donc plus fin ( $\frac{\Delta E}{E}$  étant empiriquement trouvé constant d'un système à l'autre). En effet, l'aire du pic du coefficient d'absorption reste constante à densité volumique d'électrons constante. Cependant, il est important de noter que l'absorbance ( $\alpha L_w$ ) change très fortement d'un puits à l'autre, du fait du changement d'épaisseur. On remarque aussi que la contribution plasma  $C_P$  du puits le plus large atteint presque 1. Cela fait de cette structure un candidat idéal pour le couplage ultra-fort avec un mode de cavité puisque, comme il est expliqué dans la section 1.5, la contribution plasma est l'un des facteurs de mérite du couplage relatif lumière-matière.

Etant donné que les points caractéristiques de la permittivité sont reliés aux énergies effectives  $E_{ISB}$  et  $E_{MSP}$ , on peut introduire un modèle de Drude-Lorentz effectif, dans lequel la permittivité peut s'écrire sous la forme :

$$\epsilon_{zz} = \epsilon_{\infty} \left( 1 - \frac{\Omega_P^2}{\omega^2 + i\gamma\omega - \Omega_{ISB}^2} \right) \quad (2.18)$$

La Figure 2.8 compare, pour les trois puits considérés ici, les permittivités calculées avec l'Équation 2.1 (en bleu) et l'Équation 2.18 (en noir). Pour le puits le plus fin (graphique de gauche), le modèle de Drude-Lorentz effectif reproduit assez bien la permittivité. L'amplitude et l'énergie des maxima sont légèrement différentes ( $\pm 16\%$  et  $4\%$ , respectivement). Aux énergies éloignées des extrema, le modèle de Drude-Lorentz effectif est très proche du modèle complet. Ceci est aussi vrai aux énergies  $E_{ISB}$  et  $E_{MSP}$ , qui correspondent aux zéros de la permittivité diélectrique.

Le graphique central de la Figure 2.8 correspond au puits de taille intermédiaire. Pour celui-ci, le modèle effectif n'est proche du complet que loin des multiples maxima de permittivité. Autour de  $E_{ISB}$ , plusieurs pics apparaissent dans le modèle complet, qui sont liés aux transitions intersousbandes. Leur présence rend ce modèle difficilement comparable à un simple modèle de Drude-Lorentz. Cela explique la différence que l'on peut observer entre  $E_{ISB}$  et l'énergie du premier zéro de la partie réelle de la permittivité. Par ailleurs, on remarque que les deux modèles sont proches autour de  $E_{MSP}$ . Cela signifie que le pic d'absorption de ce puits correspond toujours au zéro de haute énergie de la partie réelle de la permittivité, même si la forme générale de cette dernière varie fortement du modèle effectif à basse énergie.

Pour le cas du puits le plus large (à droite dans la Figure 2.8), présentant des transitions intersousbandes de faibles énergies, on remarque que les deux modèles sont à nouveau très similaires :  $E_{ISB}$  est proche du zéro de basse énergie de la partie réelle de la permittivité diélectrique, et  $E_{MSP}$  de celui de haute énergie.

### 2.2.2. Mode de Berreman

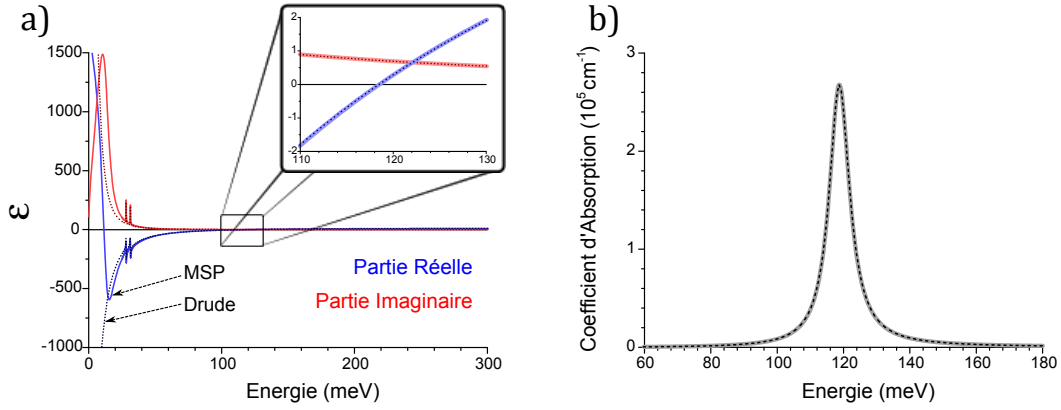
Dans le cas du puits le plus large présenté dans la sous-section précédente, les transitions ont une énergie du même ordre de grandeur que les élargissements typiques. Cela implique que les électrons ne peuvent plus être considérés comme étant confinés. On se trouve alors dans une situation d'électrons libres dans une couche mince, donnant lieu à un mode de Berreman dans le spectre d'absorption en polarisation TM. Pour vérifier la compatibilité entre cette vision et celle de la sous-section précédente, la Figure 2.9 présente la permittivité donnée par le modèle du plasmon multisousbande (en trait plein), ainsi que celle donnée par un modèle de Drude (en pointillé), avec  $\omega_P = \Omega_{MSP}$ <sup>5</sup>. De cette manière, l'énergie de l'excitation collective du mode de Berreman correspond à celle du plasmon multisousbande. De la même manière, le temps caractéristique  $\tau$  est pris pour correspondre à l'élargissement  $\gamma$  des transitions.

La différence majeure entre les deux permittivités présentées dans la Figure 2.9 est leur comportement à faible énergie. Le plasmon multisousbande admet un deuxième zéro de la partie réelle, ainsi qu'un maximum de la partie imaginaire. C'est dû au fait qu'il se rapproche plus d'un modèle de Drude-Lorentz que d'un modèle de Drude, comme il a été déjà expliqué dans la sous-section précédente. Cependant, plus le puits quantique simulé devient large, plus l'énergie intersousbande effective  $E_{ISB}$  devient faible. En tendant vers zéro, elle fait tendre la permittivité du plasmon multisousbande vers celle donnée par le modèle de Drude.

L'agrandissement de la Figure 2.9.a, autour de l'énergie de l'excitation collective,

---

5. Dans le cas de sousbandes paraboliques, cette pulsation correspond à la pulsation plasma du matériau massif.

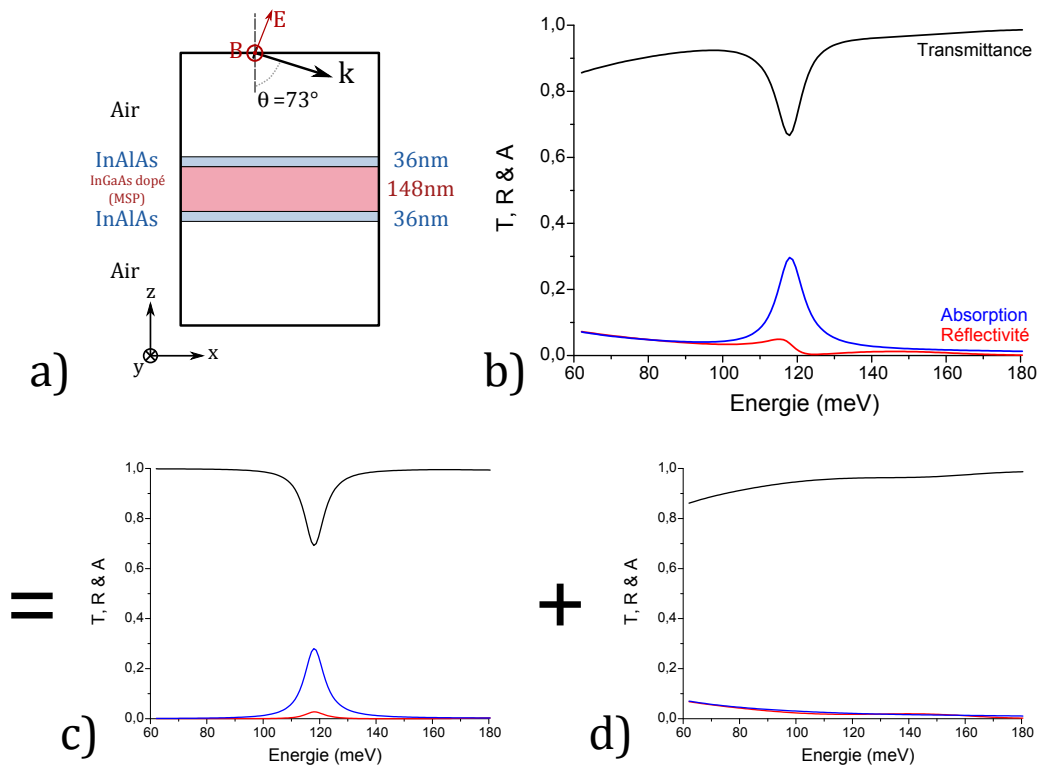


**Figure 2.9.:** a) Permittivité diélectrique du puits de 148nm comparée à celle obtenue par le modèle de Drude avec :  $\omega_P = \Omega_{MSP}$  et  $\tau = 550\text{fs}$ . b) Coefficients d'absorption calculés à partir de ces permittivités.

permet de constater que les deux modèles sont équivalents sur cette plage d'énergies. Les deux parties réelles admettent donc un zéro pour la même énergie, ce qui implique que l'absorption calculée à partir des deux modèles est centrée à la même énergie. On peut s'apercevoir que les spectres calculés avec les deux modèles sont en effet superposés (Figure 2.9.b). On note par ailleurs que  $\Re(\epsilon_{zz})(E_{MSP}) = 0$  et  $\Im(\epsilon_{zz})(E_{MSP}) = 0.71$ . La conséquence d'une permittivité aussi faible sera discutée dans la sous-section suivante.

En conclusion, dans la limite où l'épaisseur du puits quantique est telle que les électrons ne sont plus confinés, la permittivité donnée par l'Équation 2.1 coïncide avec celle donnée par le modèle de Drude, autour de  $E_{MSP}$ . Cela revient à négliger l'énergie intersousbande effective  $E_{ISB}$ , et attribuer l'excitation collective uniquement à la contribution plasma :  $E_{MSP} \approx E_P$ . Le spectre d'absorption en polarisation TM présente une résonance associée à une excitation collective qui tend vers un mode de Berreman au fur et à mesure que  $E_{ISB} \rightarrow 0$ . Ce ne sont plus alors les électrons, indépendamment les uns des autres, qui sont confinés, mais leur oscillation collective : le plasmon.

Le modèle numérique présenté dans la section 2.1, permet de simuler la réponse optique d'une couche mince fortement dopée, et de montrer l'émergence d'un mode de Berreman. Pour cela, on considère la structure présentée dans la Figure 2.10.a. Elle est infinie dans le plan des couches, et composée d'une couche d'*InGaAs* de 148nm d'épaisseur, entourée de deux couches d'*InAlAs*. L'*InGaAs* est dopé, et sa permittivité est calculée en utilisant le modèle de Drude. L'onde polarisée en TM est envoyée sur les couches avec un angle d'incidence  $\theta = 73^\circ$ . La réponse optique simulée est montrée dans la Figure 2.10.b. On voit un minimum dans la transmittance



**Figure 2.10.:** Simulation de la réponse optique d'une couche mince dopée. a) Système simulé. b) Résultats obtenus en considérant l'indice optique donné par le modèle de Drude dans les trois directions. c) La contribution du gaz d'électrons à la permittivité est prise en compte seulement dans la composante selon  $z$  :  $\epsilon_{zz}$ . d) Cette même contribution est prise en compte seulement dans  $\epsilon_{xx}$  et  $\epsilon_{yy}$ .

de la structure, correspondant au mode de Berreman. Une légère pente apparaît en plus de cette résonance.

Dans les panneaux c) et d) de la Figure 2.10, j'ai isolé les deux contributions aux spectres (dans le plan et dans la direction de croissance). Dans le panneau c), je ne considère les excitations électroniques que dans la direction de croissance  $z$ . On voit que dans ce cas, seul le pic d'absorption apparaît. Le panneau d) présente le cas inverse : les électrons ne peuvent être excités que dans le plan. Cette fois, seule la pente est présente, attribuée aux porteurs libres. On peut aussi remarquer que ces deux simulations donnent directement l'absorption totale (panneau b).

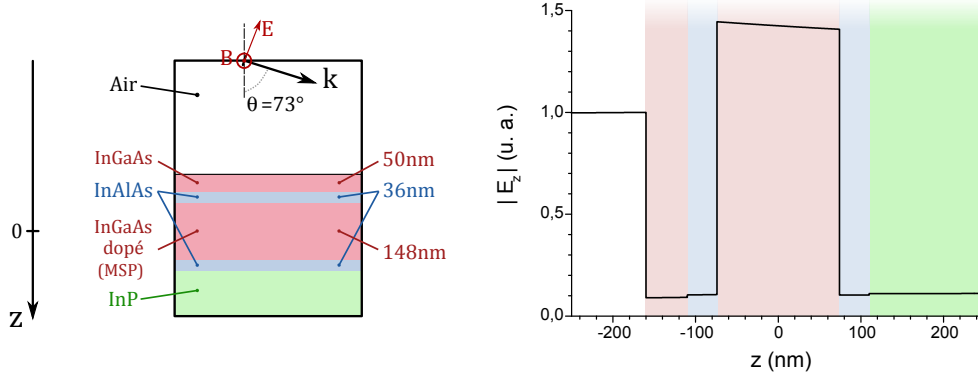
### 2.2.3. Effet Epsilon Near Zero

Les sous-sections précédentes montrent comment évolue la permittivité diélectrique en fonction de la contribution plasma et de l'épaisseur de la couche semiconductrice dopée. Pour un plasmon intersousbande, le zéro à haute énergie de la partie réelle et le maximum de la partie imaginaire sont proches. En revanche, dans le cas d'un plasmon multisousbande, ils peuvent être éloignés, jusqu'au cas extrême du mode de Berreman. Eloigner ces deux points revient à réduire la partie imaginaire de la permittivité aux énergies où sa partie réelle est nulle. Il est donc possible d'atteindre un régime tel que  $|\epsilon_{zz}| \ll |\epsilon_{mat}|$ . Cette situation existe naturellement dans les couches minces cristallines, aux alentours de la résonance des phonons optiques [85], et a pour effet une exaltation du champ électrique dans cette couche.

En effet, à une interface non chargée, la composante normale du champ de déplacement électrique  $\vec{D} = \epsilon \vec{E}$  se conserve. Une variation brutale de  $\epsilon_{zz}$  se traduit donc naturellement par la même variation sur  $E_z$ , pour que  $D_z$  reste constant. C'est la cause de la diminution du champ dans une couche d'indice optique élevé, et de l'exaltation du champ dans les couches d'indice proche de zéro.

La faible valeur de la permittivité diélectrique, associée à l'apparition d'un mode de Berreman, a aussi pour effet l'exaltation du champ électrique à l'énergie de ce mode dans la couche dopée. Cet effet, d'abord observé pour les résonances phononiques [85], s'étend au cas des plasmons [86]. Il est connu dans la littérature sous le nom d'effet *Epsilon Near Zero* (ENZ), par analogie aux réalisations dans les domaines des métamatériaux ou des cristaux photoniques [8, 87, 88].

L'exaltation du champ par effet ENZ, liée à l'excitation collective étudiée dans le paragraphe précédent, est montrée dans la Figure 2.11. Le système considéré est constitué d'une couche dopée de 148nm, identique à celle détaillée dans le dernier paragraphe. Elle est entourée de deux couches d'*InAlAs*, elles-mêmes entourées d'une couche d'*InGaAs* non dopée d'un côté, et d'*InP* de l'autre. La Figure 2.11 montre le module de la composante selon  $z$  du champ électrique à l'énergie du mode de Berreman (où  $\Re(\epsilon_{zz}) = 0$  et  $|\epsilon_{zz}| \approx 0$ ). Le champ incident se propage dans l'air. A



**Figure 2.11.:** Illustration de l'effet ENZ. Le panneau de gauche montre le système étudié. Le panneau de droite montre la valeur absolue de la composante selon  $z$  du champ.

son entrée dans le semiconducteur, son amplitude chute grandement. Dans la couche dopée, en revanche, le champ est bien plus important que dans les couches voisines, et même que dans l'air<sup>6</sup>. C'est l'exaltation liée à l'effet ENZ.

Pour quantifier l'amplitude de cette exaltation, on peut utiliser le facteur numérique  $K_{ENZ}$ , tel qu'il a été défini dans la référence [86]. On considère l'augmentation du champ par rapport aux couches voisines :

$$K_{ENZ} = \left| \frac{E_{z, InGaAs}}{E_{z, InAlAs}} \right|^2 \quad (2.19)$$

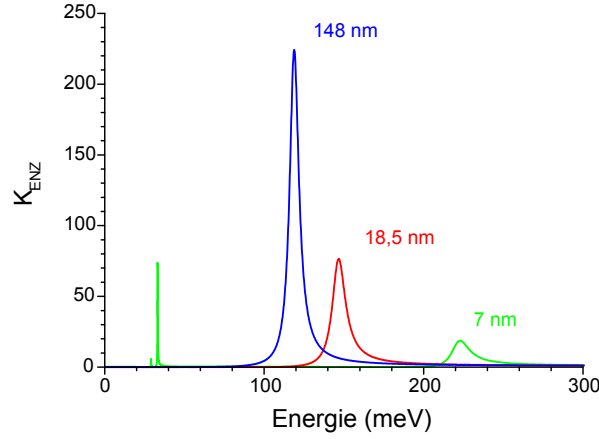
On a donc :

$$K_{ENZ} = \left| \frac{\epsilon_{zz, InAlAs}}{\epsilon_{zz, InGaAs}} \right|^2 \quad (2.20)$$

Ce facteur d'exaltation est présenté dans la Figure 2.12 pour la couche dopée de 148nm et pour les puits quantiques de 18.5 et 7nm. Ces courbes présentent toutes un pic unique lié à la résonance optique. Il est important de noter que le puits le plus large donne un facteur d'exaltation maximum de  $K_{max} = 230$ . C'est une valeur très importante, comparée à celle que l'on peut obtenir grâce aux phonons (150 est la valeur maximale publiée) [85]. Seul le puits le plus fin porte encore la trace des phonons : deux pics apparaissent sur le facteur d'exaltation à basse énergie. Ces pics

6. On note une légère décroissance du champ dans la couche dopée. Elle est causée par l'absorption du plasmon ( $\Im(\epsilon_{zz}) \neq 0$ ).





**Figure 2.12.:** Facteur d'exaltation simulé à 0K pour des puits de taille variable, et de densité volumique d'électrons  $N_V = 7 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ .

ne sont pas présents sur les autres courbes, car la contribution plasmonique à la permittivité est telle que celle des phonons est fortement perturbée, et  $|\epsilon(E_{\text{phonons}})| \gg 0$ .

En utilisant le modèle de Drude-Lorentz effectif (voir Équation 2.18), on peut obtenir une expression analytique pour la valeur de  $K_{\text{max}} = K_{\text{ENZ}}(E_{\text{MSP}})$ . On se place alors dans la limite où  $\hbar\gamma \ll E_P$ , et on obtient :

$$\begin{aligned} K_{\text{max}} &= \frac{E_P^4}{(E_P^2 + E_{\text{ISB}}^2)(\hbar\gamma)^2} \left| \frac{\epsilon_{\infty, \text{InAlAs}}}{\epsilon_{\infty, \text{InGaAs}}} \right|^2 \\ &= C_P \left( \frac{E_P}{\hbar\gamma} \right)^2 \left| \frac{\epsilon_{\infty, \text{InAlAs}}}{\epsilon_{\infty, \text{InGaAs}}} \right|^2 \end{aligned} \quad (2.21)$$

Les valeurs données par cette formule pour les trois puits étudiés ici sont reportées dans le Tableau 2.2. Les différences que l'on peut remarquer avec les courbes présentées dans la Figure 2.12 proviennent des approximations liées à la largeur  $\gamma$ . Néanmoins, cette expression offre une bonne idée de l'impact des contributions plasma et intersousbande sur l'effet ENZ. Elle confirme le constat qu'il était possible de tirer de la Figure 2.12 : le puits offrant le meilleur facteur d'exaltation a une énergie intersousbande effective ( $E_{\text{ISB}}$ ) faible, et une énergie de plasma effective

Largeur du Puits (nm)	7	18.5	148
$K_{\text{max}}$	18.7	97.0	194

**Table 2.2.:** Valeurs obtenues avec l'Équation 2.21 pour les trois différents puits présentés dans la Figure 2.12.

( $E_P$ ) importante, sans pour autant présenter un pic large.

### 2.2.4. De la Couche Mince au Matériau Massif

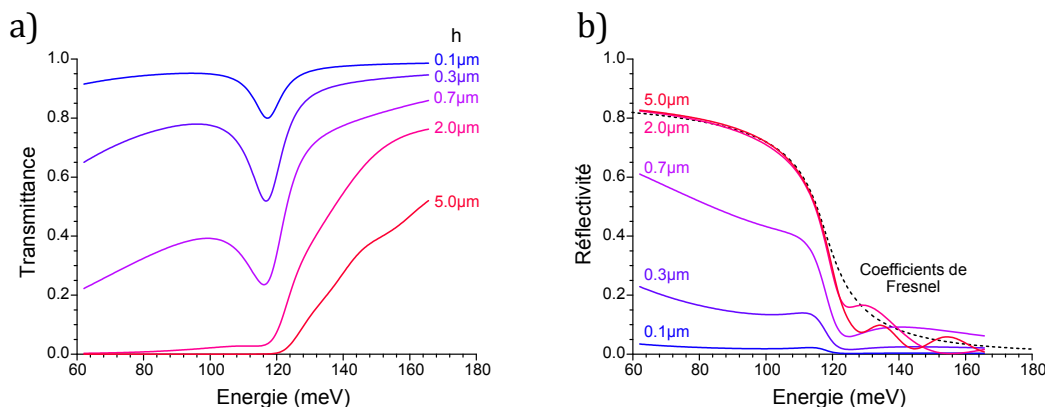
Les sous-sections précédentes montrent comment l'augmentation de l'épaisseur d'un puits quantique fortement dopé fait tendre son spectre d'absorption en polarisation TM vers celui d'une couche mince, caractérisé par la présence d'un mode de Berreman dans son spectre d'absorption. Si l'épaisseur de la couche semiconductrice augmente encore, on arrive dans le régime des matériaux massifs. Dans cette partie, je décris le passage entre ces deux régimes.

Il est possible de modéliser facilement le comportement des matériaux massifs. En effet, on peut considérer une onde incidente polarisée en TM, à une interface air/semiconducteur. Les coefficients de Fresnel nous permettent alors d'obtenir la réflectivité de cette interface [40] :

$$R_{TM} = \left( \frac{\cos \theta_i - \sqrt{\epsilon(\omega)} \cos \theta}{\cos \theta_i + \sqrt{\epsilon(\omega)} \cos \theta} \right)^2 \quad (2.22)$$

où  $\epsilon(\omega)$  est la permittivité diélectrique complexe de la couche semiconductrice dopée,  $\theta$  l'angle de propagation de la lumière dans l'air, et  $\theta_i$  dans le semiconducteur. Ce dernier s'obtient par les lois de Snell-Descartes :  $\theta_i = \arcsin(\sin \theta / \sqrt{\epsilon_\infty})$ .

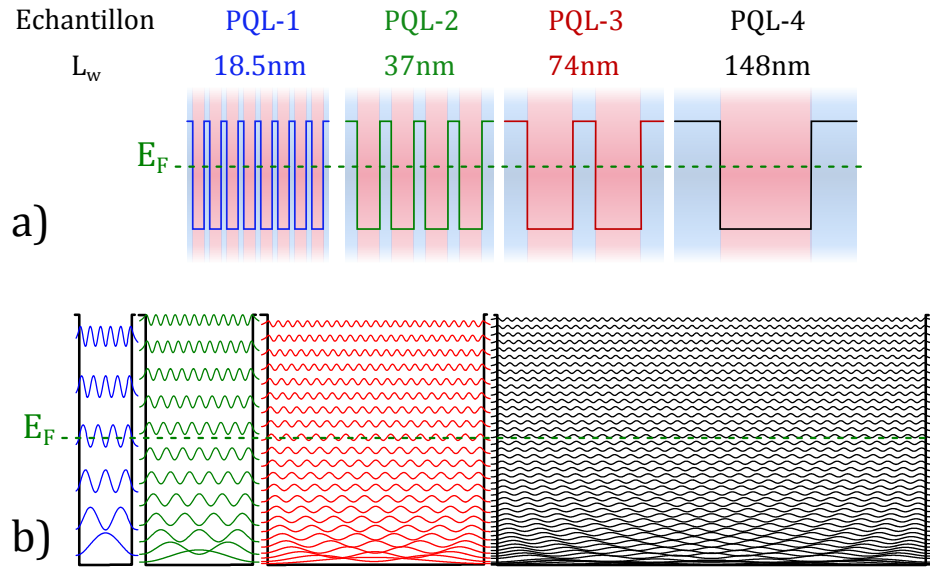
Pour observer le passage de la réflectivité d'une couche mince à celle du matériau massif, il est nécessaire de passer par une simulation numérique de la réponse optique. Je vais donc présenter des simulations obtenues sur une couche



**Figure 2.13.:** a) Transmittance simulée pour des couches dopées d'épaisseur  $h$  variable. b) Réflectivité correspondante. La limite des matériaux massifs est représentée par le résultat de l'Équation 2.22 (pointillés noirs).

dopée d'*InGaAs* d'épaisseur  $h$  variable. Cette couche sera entourée de deux fines couches d'*InAlAs*, tout comme dans la structure montrée dans la Figure 2.10. La Figure 2.13.a montre la transmittance simulée de ces structures. Quand l'épaisseur est faible, une résonance apparaît clairement dans le spectre : le mode de Berreman. A mesure que l'épaisseur augmente, une pente de plus en plus importante apparaît de part et d'autre de la résonance, jusqu'à ce que cette dernière disparaisse complètement pour  $h = 2\mu\text{m}$ . Dans la Figure 2.13.b, on peut voir la réflectivité de ces mêmes structures. Pour les faibles épaisseurs, elle se compose d'une faible pente sur laquelle apparaît un double épaulement. Ce comportement est typique des modes de Berreman (voir Figure 2.10). A mesure que l'épaisseur  $h$  augmente, la réflectivité à faible énergie augmente, et celle à haute énergie diminue. Pour les plus grandes épaisseurs, on voit que la réflectivité simulée tend vers  $R_{TM}$ , donné par les coefficients de Fresnel.

En conclusion, on peut affirmer que le mode de Berreman n'est clairement visible que lorsque  $h/\lambda \ll 1$ , avec  $\lambda$  la longueur d'onde dans le matériau. Au-delà, la réponse optique tend progressivement vers celle d'un matériau massif.



**Figure 2.14.:** a) Représentation schématique des quatre échantillons PQL. b) Représentation du module carré des fonctions d'onde de ces puits.

## 2.3. De la Transition Intersousbande au Mode de Berreman : Etude Expérimentale

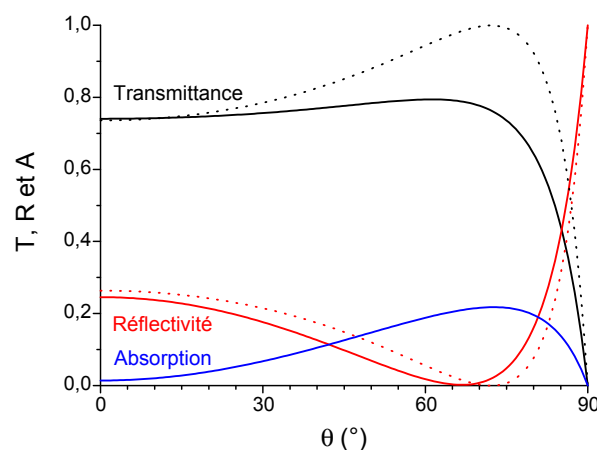
La section précédente montre du point de vue théorique l'évolution d'un plasmon multisousbande à un mode de Berreman dans des couches dopées de plus en plus épaisses. On s'intéresse ici à retrouver expérimentalement cette évolution. L'étude expérimentale qui suit confirme l'existence d'une résonance optique étroite dans les spectres d'absorption en polarisation TM, pour des puits quantiques dopés de plus en plus larges, avec un nombre grandissant de sousbandes occupées.

### 2.3.1. Echantillons et Montage Expérimental

L'existence du plasmon multisousbande a été démontrée pour un puits quantique de 18.5nm [54]. Pour étudier le passage du plasmon multisousbande au mode de Berreman, une série d'échantillons a été conçue. Ils sont présentés sur la Figure 2.14, et leurs fiches de croissance sont disponibles en Annexe E.

Cette série d'échantillons, baptisée PQL (Puits Quantiques Larges), a été dessinée pour que chacun des échantillons ait une absorption comparable. En effet, tous les puits ont le même dopage volumique, et ils sont répétés pour que l'épaisseur totale des couches dopées soit de 148nm. La lumière transmise par chacun des échantillons va donc interagir avec le même nombre d'électrons. Cela assure que l'aire du pic d'absorption attendue pour ces différents échantillons soit proche.

Pour mesurer le spectre d'absorption de ces puits, il est nécessaire de transmettre



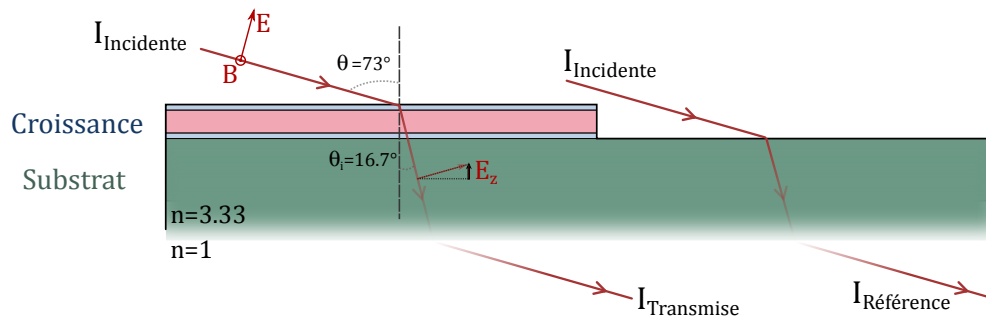
**Figure 2.15.:** Réflectivité, absorption et transmittance simulées pour l'échantillon PQL1 (traits pleins). Les courbes en pointillé correspondent aux simulations effectuées sur le même système sans dopage dans les puits.

un maximum de lumière en polarisation TM au travers de l'échantillon. En effet, c'est l'unique polarisation offrant une composante du champ selon  $z$  une fois dans le semiconducteur, et qui peut se coupler aux excitations intersousbandes. Dans un matériau massif, la polarisation TM est intégralement transmise pour un angle d'incidence donné, appelé angle de Brewster. Celui-ci est donné par la formule [40] :

$$\theta_B = \arctan\left(\frac{n_r}{n_i}\right) \quad (2.23)$$

où  $n_i$  est l'indice de réfraction subi par l'onde incidente, et  $n_r$  celui subi par l'onde réfractée. Pour démontrer la conservation de cette propriété du matériau massif dans le cas des échantillons présentés ici, j'ai réalisé une simulation numérique de la réponse optique de l'échantillon PQL1 en fonction de l'angle d'incidence de la lumière. La Figure 2.15 montre, en trait plein, la réflectivité, la transmittance ainsi que l'absorption de l'échantillon à la fréquence de résonance du plasmon multisousbande ( $E_{MSP} = 140\text{meV}$ , comme montré dans la Figure 2.4). On voit que la réflectivité admet un minimum pour  $\theta = 67^\circ$ , alors que la transmittance est presque constante, avant de diminuer fortement au-delà de cet angle d'incidence. L'absorption admet, quant à elle, un maximum pour un angle légèrement supérieur :  $\theta = 73^\circ$ . Pour relier cette observation aux propriétés du matériau, j'ai simulé la réponse optique du même échantillon, sans dopage dans les huit puits. Ces courbes sont en pointillé dans la Figure 2.15. On remarque que le minimum de réflectivité et le maximum de transmittance correspondent dans ce cas à l'angle de Brewster  $\theta_B = 73^\circ$ . C'est donc bien cet angle d'incidence qui maximise l'absorption par l'excitation électronique de la structure, et qui offre la configuration expérimentale la plus avantageuse.

Le trajet lumineux dans l'échantillon à l'angle de Brewster est représenté sur la Figure 2.16. On voit que, malgré le fort angle d'incidence ( $\theta_B = 73^\circ$ ), l'angle de propagation interne reste assez faible à cause de l'indice optique élevé de ce matériau.



**Figure 2.16.:** Schéma de la mesure de la transmission dans un échantillon à l'angle de Brewster. Une partie de l'échantillon a été gravée pour servir de référence.

Par conséquent, la composante selon  $z$  du champ électrique est relativement faible, par rapport au champ total. Cela implique qu'on ne peut mesurer que des systèmes possédant une forte absorption avec cette méthode.

Pour obtenir l'absorption de cet échantillon, il suffit de mesurer sa transmittance. En effet, à l'angle de Brewster, la réflexion est nulle (voir Figure 2.4) :

$$A = 1 - R - T = 1 - T . \quad (2.24)$$

La transmittance est donnée par :

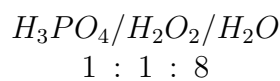
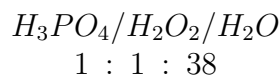
$$T = \frac{I_{\text{Transmise}}}{I_{\text{Référence}}} . \quad (2.25)$$

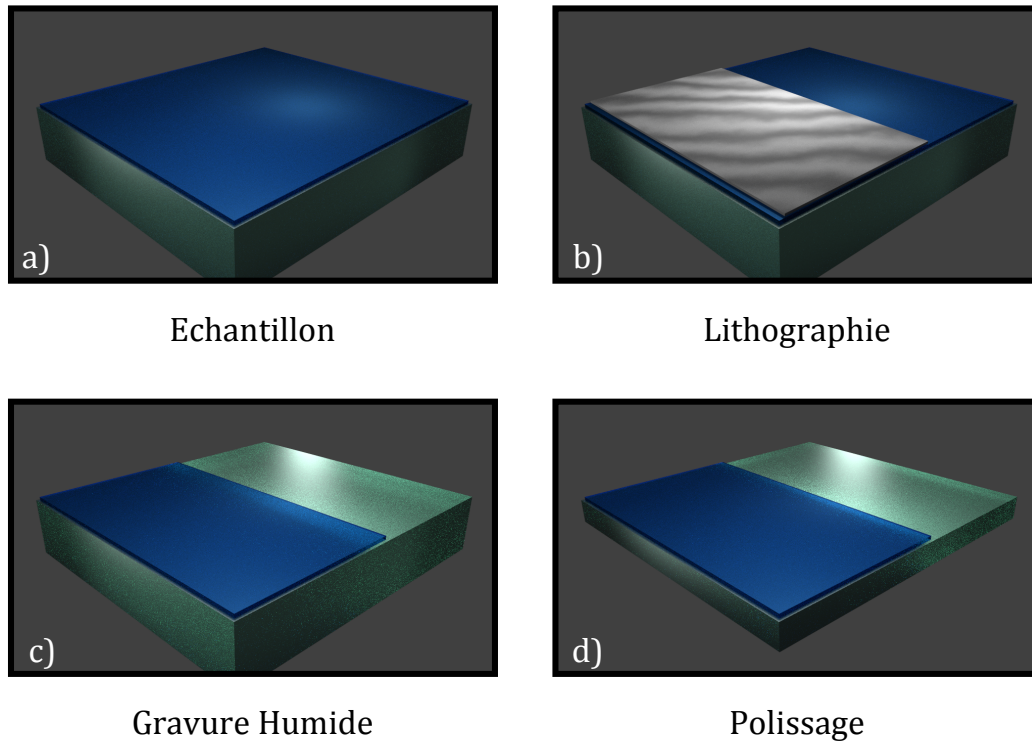
Pour obtenir l'intensité incidente, on fait passer le faisceau par une partie de l'échantillon dans laquelle les puits ont été gravés, comme montré sur le schéma de la Figure 2.16.

La préparation de ces échantillons est donc relativement simple. Elle se déroule selon les étapes suivantes, récapitulées par la Figure 2.17.

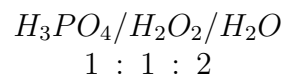
**Préparation** - Figure 2.17.a - L'échantillon doit être clivé selon un rectangle de grande surface (environ  $25 \times 15\text{mm}$ ). En effet, l'angle d'incidence du faisceau sera tel qu'une grande surface totale est nécessaire pour avoir une surface effective suffisante. On peut même utiliser un quart de plaque de 2". Une fois clivé, l'échantillon doit être nettoyé par immersion dans l'acétone puis l'isopropanol.

**Gravure** - Figure 2.17.b&c - Une lithographie optique est réalisée pour masquer environ la moitié de l'échantillon (formant ainsi deux rectangles fins). Une solution de gravure chimique peut ensuite graver la partie non protégée. Dans le cas de l'InGaAs, on peut utiliser une solution sélective sur le phosphore d'indium. L'avantage de celle-ci est que l'on grave alors l'ensemble des couches épitaxiées, pour s'arrêter sur le substrat. Que la solution choisie soit sélective ou pas, il faut adapter la vitesse de gravure (et donc la concentration des acides et des oxydes) pour que la gravure des couches épitaxiées prenne entre une et quelques minutes. J'ai utilisé les solutions suivantes en fonction des épaisseurs des échantillons :





**Figure 2.17.:** Les différentes étapes de la fabrication des échantillons PQL.



La première a une vitesse de gravure de  $100\text{nm}/\text{min}$ , adaptée pour la série d'échantillons PQL, tandis que la deuxième a une vitesse de  $550\text{nm}/\text{min}$ , ce qui la rend idéale pour des échantillons plus épais. La dernière à une vitesse d'environ  $2\mu\text{m}/\text{min}$ .

Une fois la gravure finie, la résine peut être retirée par immersion dans l'acétone puis l'isopropanol.

**Polissage** - Figure 2.17.d - Pour que la lumière sorte du substrat sans être diffusée, il faut que les rugosités de cette surface soient faibles par rapport à la longueur d'onde. Certains substrats ont leurs deux faces polies. Si ce n'est pas le cas, il est donc important de polir la face arrière du substrat pour avoir la transmission la plus élevée possible à cette interface. Pour ce faire, on utilise une polisseuse commerciale. L'échantillon est fixé sur le palet de polissage avec de

la cire. Pour que la couche de cire soit la plus fine possible, on peut la chauffer à haute température ( $160^\circ$ ) ou bien à une température plus faible ( $110^\circ$ ) et l'étaler avant de positionner l'échantillon, avec une lame de verre, par exemple. Les restes de cire peuvent ensuite être dissous dans l'acétone. Si cette étape est correctement réalisée, la couche de cire devrait être uniforme, à quelques dizaines de microns près. Pour niveler cette inhomogénéité, on utilise en premier lieu un disque de polissage avec de gros grains ( $9\mu\text{m}$ ). Quand la surface est bien uniforme (on doit arriver à quelques microns d'écart entre les coins de l'échantillon), on passe à des grains plus faibles ( $3\mu\text{m}$  et  $1\mu\text{m}$ ). Après ces deux polissages, la face arrière du substrat doit être parfaitement réfléchissante (même si elle possède quelques rayures).

Pour mesurer les spectres d'absorption, on utilise un spectromètre à transformée de Fourier (FTIR). Le montage optique est représenté sur la Figure 2.18. Le rayonnement d'un corps noir interne à l'interféromètre (lampe GLOBAR) est collimaté au travers d'un diaphragme. Celui-ci limite la taille du corps noir entre 0.25mm et 8mm. Le faisceau est ensuite envoyé sur une séparatrice, derrière laquelle se trouvent deux miroirs. Ceux-ci sont mobiles, ce qui permet de réaliser des interférences avec une différence de marche contrôlée. Ce montage est identique à un interféromètre de Michelson. Après celui-ci, le faisceau sort collimaté de l'interféromètre.

Il est ensuite focalisé et recollimaté par deux miroirs paraboliques de focale  $f = 100\text{mm}$ . Cette focale est choisie pour être assez courte, tout en laissant assez d'espace entre les miroirs, pour pouvoir ajouter l'échantillon, éventuellement monté dans un cryostat<sup>7</sup>, et un polariseur. Le faisceau est ensuite focalisé sur un détecteur avec un miroir parabolique de courte focale  $f = 37\text{mm}$ . Ce miroir a été choisi pour que les détecteurs de plus petite surface captent l'ensemble du signal. Le détecteur utilisé dans ce type de mesure est un photodétecteur au tellurure de mercure-cadmium (MCT). Il est adapté pour les mesures dans le moyen infrarouge.

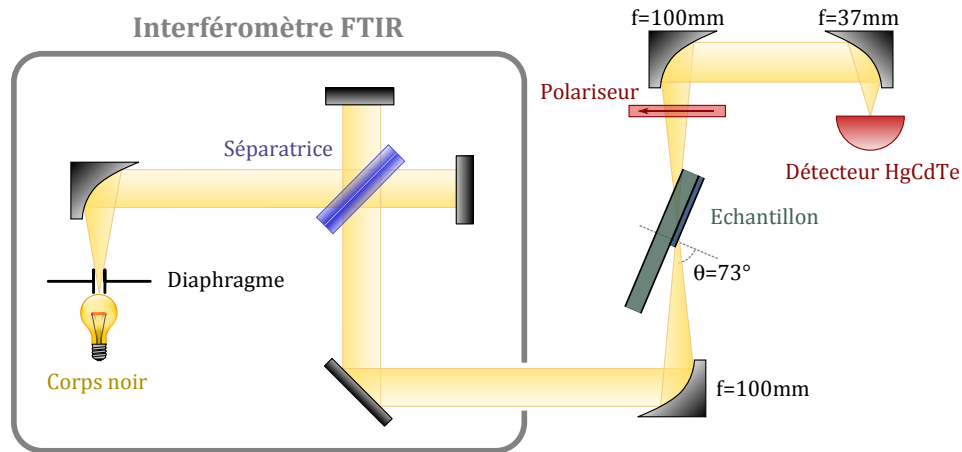
L'échantillon peut alors être inséré sur le trajet optique, entre les deux miroirs de 100mm de focale. L'angle par rapport à l'interféromètre peut être repéré précisément à l'aide d'une équerre. L'échantillon est ensuite placé au point focal du faisceau. Un laser rouge, utilisé par l'interféromètre pour mesurer le déplacement des miroirs, permet de visualiser le point focal. Dans ce modèle d'interféromètre (VERTEX 70), le faisceau laser n'est pas superposé avec le faisceau infrarouge. Cependant, il fournit une position approximative de ce dernier.

Enfin, pour distinguer la partie "référence" de la partie "puits quantiques" de l'échantillon, il est efficace de placer une fine bande de papier à la jointure des deux zones. Ce cache permet de séparer optiquement les deux régions, et optimise ainsi la

---

7. Uniquement dans le cas des mesures à température cryogéniques. Toutes les mesures présentées ici sont réalisées à température ambiante.





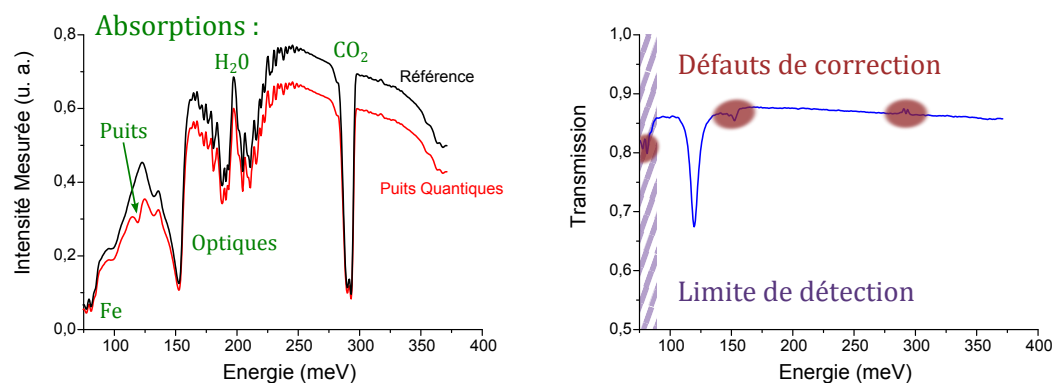
**Figure 2.18.:** Schéma du montage permettant de réaliser des spectres en transmission des échantillons.

qualité des spectres mesurés. Un autre cache de métal et de papier entoure l'échantillon, assurant que le faisceau lumineux passe uniquement par ce dernier.

Lors d'un scan, les miroirs se déplacent pour balayer toutes les différences de marche souhaitées entre les deux bras de l'interféromètre. L'information mesurée par le détecteur est alors mise en lien avec ces différences de marche, pour former l'interférogramme. Ce dernier permet d'obtenir un spectre par transformée de Fourier.

Un exemple de spectres obtenus avec cette méthode est présenté sur la Figure 2.19. L'un des spectres est obtenu par transmission à travers la zone non gravée de l'échantillon, et l'autre par la partie gravée (référence). La forme générale de ces spectres est liée à la forme spectrale de l'émission du corps noir, et à la responsivité du détecteur. Sur les deux spectres, on distingue de nombreuses résonances, caractéristiques des éléments du montage. Les plus marquées sont liées à l'eau et au dioxyde de carbone présent dans l'air, principalement dans le trajet hors de l'interféromètre. L'intérieur de celui-ci est en effet purgé à l'air sec pour limiter l'impact de l'eau. La quantité de dioxyde de carbone varie avec le temps, car elle dépend du nombre de personnes travaillant dans la pièce et de son aération. Pour cette raison, il arrive que le niveau de  $CO_2$  change entre deux mesures. On voit aussi une forte raie d'absorption liée aux optiques utilisées<sup>8</sup>. Enfin, on distingue aussi un doublet à faible énergie. Ces résonances se trouvant à la frontière de la limite de détection du détecteur, leurs position et amplitude restent approximatives. Cependant, d'autres mesures ont per-

8. Cette raie a pu être attribuée au film antireflet de certains miroirs paraboliques qui ont été remplacés pour les mesures ultérieures.

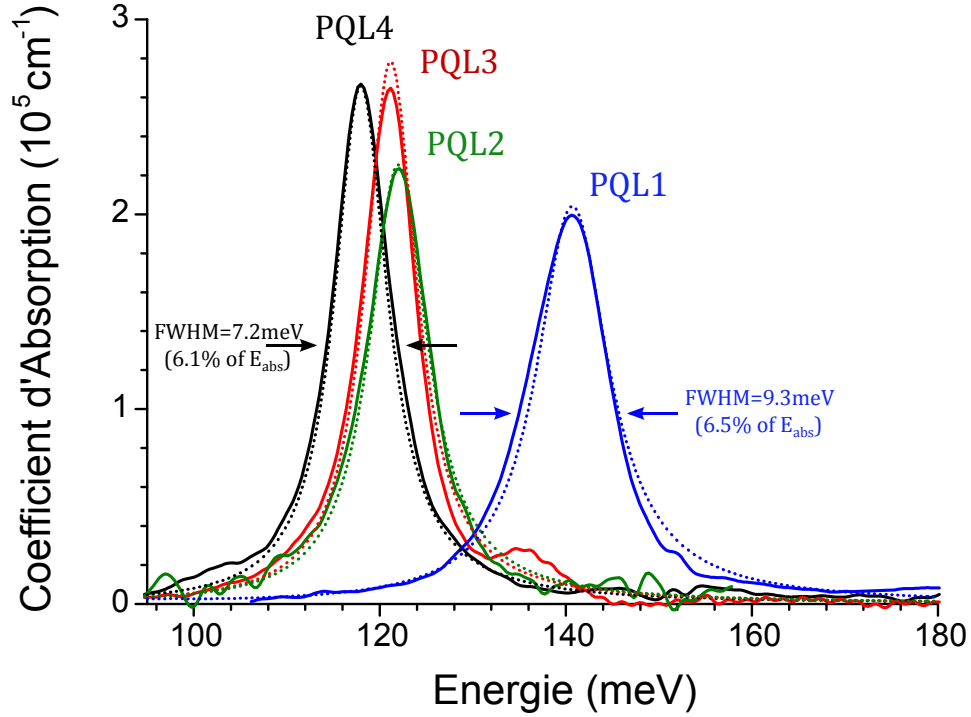


**Figure 2.19.:** A gauche, spectres bruts mesurés sur les deux régions de l'échantillon PQL-4. De nombreuses raies d'absorptions sont visibles. A droite, le rapport des deux spectres. La résonance liée aux puits ressort clairement, malgré quelques défauts de correction.

mis de les attribuer aux dopants *Fe* utilisés pour rendre les substrats de phosphure d'indium isolants.

La transmittance est obtenue, d'après l'Équation 2.25, en faisant le rapport des deux spectres. Le résultat de cette opération est présenté sur le panneau de droite de la Figure 2.19. On voit apparaître une résonance de fort contraste. Elle est liée à l'absorption par les puits quantiques. Quelques meV sous celle-ci, la courbe subit une diminution brutale, en correspondance avec la longueur d'onde de coupure du détecteur. A d'autres énergies, on distingue des résonances de faible amplitude. Elles sont dues à de mauvaises compensations des raies d'absorption caractéristiques du montage. La résonance liée au dioxyde de carbone est peu gênante, car elle est à relativement haute énergie. L'absorption de l'eau ne pose pas de problème non plus, car elle se compense généralement bien. En revanche, les raies liées aux optiques et au fer sont dans des gammes de longueurs d'onde d'intérêt. C'est pour cette raison qu'il a été préférable pour la suite de changer de miroirs. En ce qui concerne les résonances attribuées au fer, il n'est pas possible de s'en affranchir.

La position moyenne de la courbe de transmittance dépend des amplitudes des deux spectres. Dans ce type de mesure, ils ont généralement une amplitude très proche, et la transmittance atteint 1. Si elle ne le fait pas, comme ici, cela peut être dû à une différence de taille des deux régions de l'échantillon. Dans ce cas, et pour pouvoir comparer différents spectres entre eux, toute la courbe est renormalisée par la valeur moyenne de la transmittance (en dehors des résonances). A partir de cette transmittance mesurée, il est possible d'obtenir le coefficient d'absorption [89] :



**Figure 2.20.:** Spectre d'absorption des différents échantillons mesurés à 300K. Les pointillés représentent les simulations obtenues par le modèle du plasmon multisousbande.

$$\alpha = -\frac{\cos \theta_i}{N_w L_w \sin^2 \theta_i} \ln T ,$$

où  $N_w$  et  $L_w$  sont respectivement le nombre et la taille des puits traversés, et  $\theta_i$  est l'angle interne de propagation (ici,  $\theta_i = 16.7^\circ$ ).

### 2.3.2. Spectres d'Absorption

En utilisant le montage et la méthode présentés dans la sous-section précédente, il a été possible de mesurer les spectres d'absorption montrés dans la Figure 2.20. Ils ont été mesurés à température ambiante, sur les quatre échantillons PQL. Ces spectres présentent un unique pic d'absorption, toujours relativement fin ( $\sim 6\%$  de l'énergie du maximum d'absorption). On note aussi que l'énergie du pic d'absorption change d'un échantillon à l'autre. Comme prévu par le modèle théorique, à mesure que les niveaux d'énergie du puits se rapprochent, l'énergie intersousbande effective  $E_{ISB}$  diminue, et entraîne la diminution de l'énergie du plasmon multisousbande  $E_{MSP}$ . L'énergie de plasma effective  $E_P$ , dépendant du dopage volumique, ne

Echantillon	$E_{abs}$ (meV)	$FWHM$ (meV)	$N_V$ ( $\times 10^{18} cm^{-3}$ )	$\hbar\gamma$ (meV)	$E_P$ (meV)	$E_{ISB}$ (meV)
PQL-1	140.6	9.3	<i>6.6</i>	<i>9.5</i>	112.2	70.3
PQL-2	122.2	7	<i>6.7</i>	<i>7.8</i>	111.8	35.3
PQL-3	121.1	7.7	<i>7.6</i>	<i>7</i>	116.4	18
PQL-4	118.2	7.2	<i>7.3</i>	<i>7.5</i>	114.7	9

**Table 2.3.:** Liste des paramètres mesurés, d'ajustements (*italique*), et déduits du modèle.

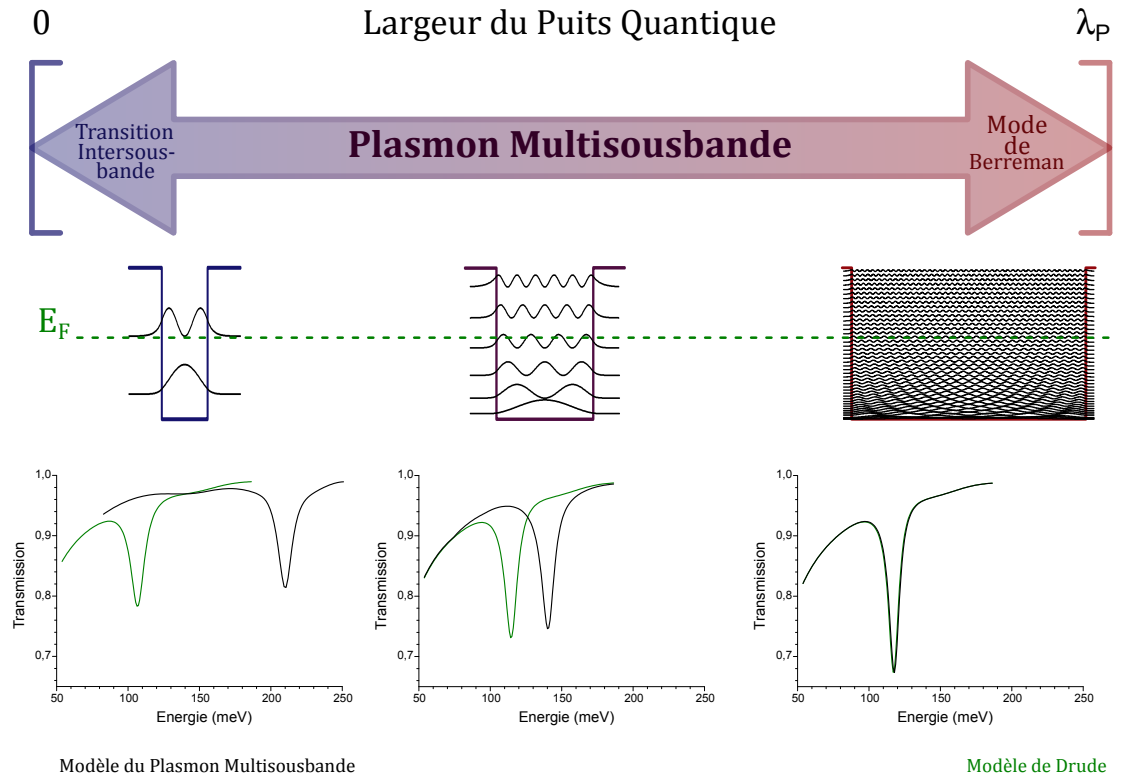
change que très peu d'un échantillon à l'autre.

Les courbes en pointillés présentent les spectres d'absorption simulés. Pour reproduire la position en énergie du maximum du coefficient d'absorption mesuré, j'ai adapté la valeur de la densité électronique dans chacun des puits. L'élargissement  $\gamma$  a été choisi pour donner les mêmes largeurs que celles observées. Une fois ces deux paramètres fixés, l'amplitude du pic simulé est alors fixée (voir Équation 2.11. On remarque que cette amplitude correspond parfaitement à celle mesurée expérimentalement. Les valeurs utilisées pour l'ajustement du modèle théorique sont listées dans le Tableau 2.3.

On note que les valeurs de la densité électronique  $N_V$  sont toutes proches les unes des autres, ainsi que de la valeur nominale  $N_{V,nom} = 8 \times 10^{18} cm^{-3}$ . Les élargissements déterminés pour l'ajustement sont eux aussi comparables. Une fois ces paramètres déterminés, il est possible de déduire les valeurs des énergies de plasma et intersousbande effectives. Ces grandeurs sont présentées dans le Tableau 2.3. On remarque, comme prévu, que  $E_P$  reste presque constant, alors que  $E_{ISB}$  décroît avec l'épaisseur des puits. On remarque donc ici que tous les résultats expérimentaux sont bien reproduits par le modèle du plasmon multisousbande. Cette observation prouve que cette description reste valable jusqu'à des cas extrêmes où les électrons ne sont que très faiblement confinés.

Par ailleurs, il a été montré, dans la partie théorique de cette étude, que la résonance présentée par le puits de 148nm de large (PQL-4) peut aussi bien être décrite comme un mode de Berreman (voir Figure 2.9). On ne voit pas de changements brutaux des paramètres (voir Tableau 2.3), ni de la qualité du spectre simulé, alors que l'on passe d'un plasmon multisousbande (échantillon PQL-1), à un mode de Berreman (PQL-4). Cela confirme que le modèle du plasmon multisousbande est un modèle général, faisant le lien entre deux situations limites : la transition intersousbande, et le mode de Berreman.

Ce passage est illustré par la Figure 2.21. On considère ici un système où la densité



**Figure 2.21.:** Plasmon multisousbande : modèle général. Les puits représentent les situations limites du modèle, ainsi que la situation intermédiaire. Les transmittances de ces trois puits quantiques sont simulées, et comparées avec une simulation utilisant un modèle de Drude.

volumique d'électrons reste constante et seule l'épaisseur du puits varie. Trois puits sont utilisés, les mêmes que ceux étudiés dans la Figure 2.7. Les trois graphiques présentés en bas de la Figure 2.21 montrent des simulations numériques de la transmittance des différents puits. Deux modèles ont été utilisés pour simuler la réponse des électrons. Le premier est le modèle du plasmon multisousbande (en noir), le second est le modèle de Drude (en vert). On voit que les minima de transmittance sont très éloignés pour le plasmon intersousbande, un peu moins pour le plasmon multisousbande, et sont presque superposés dans le cas du puits le plus large. Cela confirme, une fois de plus l'équivalence des deux modèles pour un puits aussi large. On peut donc affirmer que l'excitation électronique de ce puits donne lieu à un mode de Berreman dans le spectre d'absorption en TM.

Le passage d'une transition intersousbande à un matériau massif a déjà été étudié théoriquement, dans le cas d'une hétérostructure infinie aux barrières infiniment fines [90]. Cependant, dans cette référence, les effets collectifs ne sont pas pris en compte. Ils jouent pourtant un rôle majeur dans les systèmes étudiés ici. Ce n'est que par l'utilisation du concept de plasmon multisousbande qu'on peut retrouver à la fois le cas de modes de Berreman, et des matériaux massifs, pour des puits quantiques de plus en plus larges.

## Conclusions

Dans ce chapitre, j'ai démontré l'existence d'un lien continu entre l'absorption intersousbande, et le mode de Berreman, via le concept de plasmon multisousbande. Ce lien a été étudié théoriquement et expérimentalement, au travers de puits quantiques de différentes épaisseurs et de même densité électronique. Le modèle du plasmon multisousbande permet de reproduire les observations réalisées sur les puits quantiques, possédant un nombre quelconque de sousbandes occupées, comme sur les couches minces.

J'ai ainsi été amené à considérer des couches minces dopées, dans lesquelles l'excitation électronique est caractérisée par une composante plasma  $C_P = 1$ . Comme il a été discuté dans le chapitre 1, cette grandeur est un facteur de mérite de premier ordre en ce qui concerne le couplage fort lumière-matière. Cela fait donc du mode de Berreman l'excitation électronique idéale pour l'observation du régime de couplage ultra-fort lumière-matière.



# Chapitre 3

## Mode de Berreman en Cavité Double Métal : Couplage Ultra-Fort

Comme il a été mentionné dans le chapitre 1, l'intensité du couplage lumière-matière est liée à la composante plasma de l'excitation électronique qu'il fait intervenir. Il est donc intéressant d'étudier le couplage entre un mode de cavité et un mode de Berreman, pour lequel cette composante est maximale.

La première partie de ce chapitre s'attache à démontrer que les cavités double métal permettent l'observation du couplage ultra-fort avec un mode de Berreman. Ces cavités sont introduites et expliquées à l'aide de simulations numériques. Leurs principales caractéristiques sont ensuite analysées, de manière à comprendre les différents paramètres et degrés de liberté dont on dispose pour concevoir de telles cavités.

La deuxième partie de ce chapitre traite des étapes et procédés de microfabrication permettant la réalisation de ces cavités.

Dans une troisième partie, je montrerai les résultats obtenus expérimentalement : l'observation du régime de couplage ultra-fort, avec une force de couplage record à température ambiante.

cavité  
double métal onde  
 nergie spectres  
 chantillon Ultra-Fort  
couplage substrat  
couche indice mode  
ruban



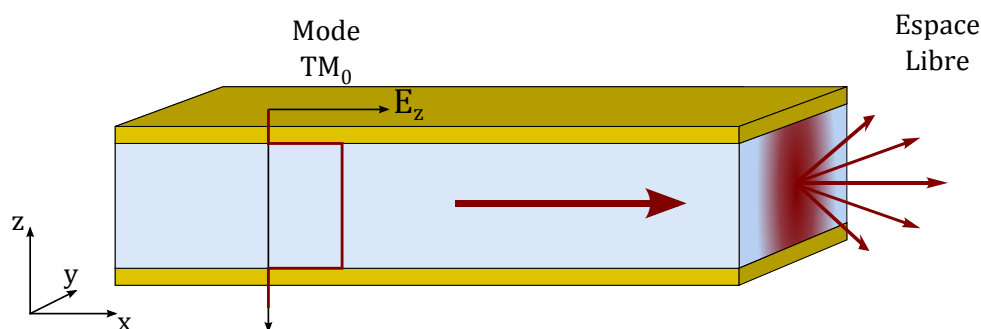
## 3.1. Cavité Double Métal

Il existe de nombreuses façons de confiner une onde électromagnétique, dépendant grandement du domaine de longueurs d'onde concerné. Ainsi, la photonique a une prédilection pour le confinement diélectrique, que ce soit pour la réalisation de guides d'onde (fibres optiques), ou de cavités (miroirs de Bragg, cristaux photoniques). D'un autre côté, les résonateurs électroniques font appel aux propriétés de confinement des matériaux conducteurs (circuits LC). Les cavités utilisées dans ce travail sont à mi-chemin entre les différentes solutions apportées dans ces deux domaines.

### 3.1.1. Guides d'Onde

La thématique du confinement de la lumière moyen infrarouge et THz a été grandement étudiée dans le cadre des guides d'ondes pour les lasers à cascade quantique. Une solution souvent retenue dans les dispositifs moyen infrarouge est le confinement entre deux diélectriques d'indice plus faible [91]. Elle a l'avantage d'offrir une solution intégrée, car il est possible de faire croître le diélectrique d'indice faible en même temps qu'une hétérostructure. Dans le cas des guides en phosphore d'indium, cette solution offre en plus des pertes optiques très faibles. Elle est néanmoins inappropriée au domaine THz, à cause de l'épaisseur des couches à réaliser. Pour guider le champ à ces longueurs d'onde, et aussi augmenter le confinement dans les zones d'intérêt, il est possible d'utiliser un guide plasmonique-diélectrique [92]. Dans ce cas, l'une des couches diélectriques se voit remplacée par un métal (généralement, de l'or). Cette couche métallique crée un plasmon de surface à l'interface entre le diélectrique et le conducteur, ce qui maximise le champ à proximité du métal. Cela a aussi pour effet d'ajouter des pertes au mode guidé : les pertes ohmiques du conducteur. C'est pour cette raison que cette solution est particulièrement adaptée au domaine THz, où les pertes de l'or sont plus faibles [93]. Dans le cadre du couplage lumière-matière, et malgré leur relativement faible confinement, les guides d'onde diélectriques ont permis la première démonstration du couplage fort d'un mode de cavité à une polarisation intersousbande dans le moyen infrarouge [35]. Les guides plasmoniques-diélectriques ont, quant à eux, permis la réalisation des premiers dispositifs électroluminescents à base de polaritons intersousbandes [56, 94].

Le passage du guide diélectrique au guide plasmonique-diélectrique augmente le confinement du champ dans la région proche du métal. Pour l'augmenter encore davantage, on peut remplacer la deuxième couche de faible indice par une autre couche métallique. On réalise alors un guide d'onde double métal, une solution souvent utilisée dans les lasers à cascade fonctionnant dans le THz. Un guide double métal est donc composé de deux plans d'or entre lesquels se trouve une couche de matériau diélectrique. La lumière est confinée entre ces deux couches réfléchissantes. Les conditions aux limites liées à l'or imposent une sélection des modes pouvant se propager dans le guide. Si le diélectrique est suffisamment fin par rapport à la longueur d'onde considérée, il existe toujours un unique mode dans ce guide : le mode



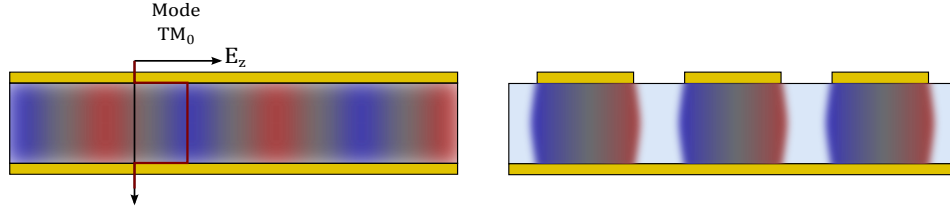
**Figure 3.1.:** Guide d'onde double métal. Le champ est confiné dans un mode  $TM_0$ , entre les deux plans métalliques. Il peut se coupler à l'espace libre au travers des facettes du guide.

$TM_0$  [95]. Toutes les cavités double métal présentées par la suite seront dans cette situation. Comme le montre la Figure 3.1, dans ce mode, le champ électrique est uniquement polarisé selon  $z$ , et constant dans cette même direction. Cette distribution du champ est très avantageuse dans le cadre du couplage à la matière : si la couche de diélectrique est une hétérostructure (une alternance de puits quantiques) le mode guidé, purement TM, pourra se coupler à la polarisation intersousbande.

On peut imaginer transformer ce guide d'onde en cavité. On obtient alors une solution à la frontière de la photonique et de l'électronique haute fréquence, la cavité double métal [77]. C'est une reproduction à échelle réduite d'une cavité typique des micro-ondes : l'antenne à microbande planaire [96, 97].

### 3.1.2. Du Guide à la Cavité Double Métal

Le guide double métal pose tout de même un problème en ce qui concerne le couplage avec l'extérieur. Il ne peut se faire que par les bords du guide, comme le montre la Figure 3.1, et est d'autant plus difficile que l'épaisseur de celui-ci peut-être très sub-longueur d'onde. Pour pallier à ce problème, il est possible de fractionner l'un des plans métalliques en un motif périodique, créant ainsi un réseau. Il ne s'agit néanmoins pas d'un réseau de diffraction, car la période est généralement sub-longueur d'onde. Ce point est discuté plus en détail dans la sous-section 3.1.3. La découpe d'un plan d'or en motifs crée une forte désadaptation d'impédance entre le semiconducteur entouré d'or et les ouvertures du réseau. Comme le montre la Figure 3.2, ces nouvelles conditions aux limites ont pour effet de confiner la lumière uniquement sous les bandes métalliques, dont la longueur est un multiple de  $\lambda/2n_{eff}$ , où  $n_{eff}$  est l'indice optique effectif du mode. Elles créent un mode de cavité semblable à celui d'une cavité Fabry-Prot sous chaque motif. Ainsi, le fractionnement d'un plan d'or en motifs périodiques transforme le guide d'onde en un réseau de cavités.



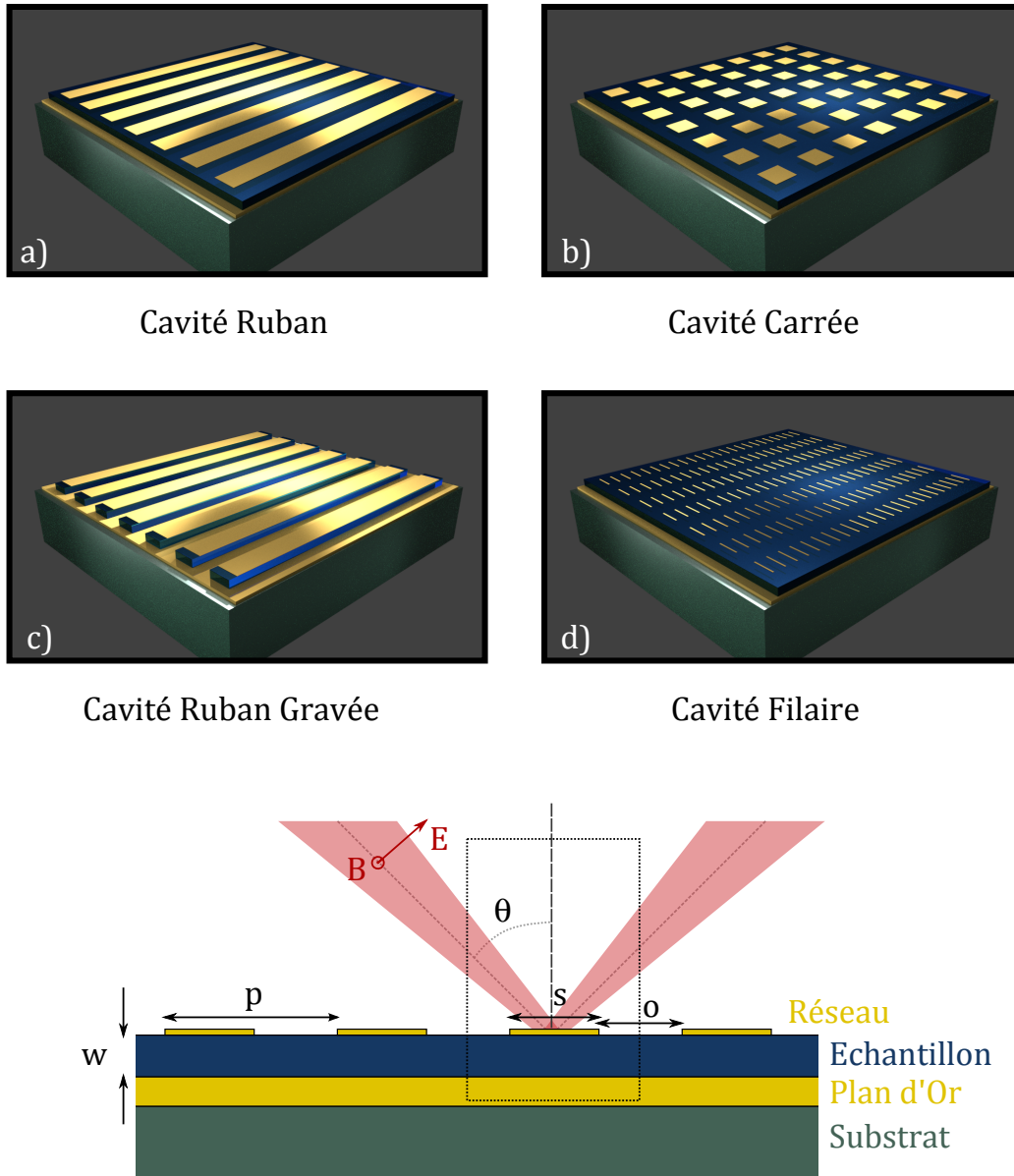
**Figure 3.2.:** Du guide d'onde à la cavité double métal. Le champ est confiné dans un mode  $TM_0$ , qui se propage dans le guide, et forme une onde stationnaire dans la cavité.

Selon le type de motif périodique, la cavité a des propriétés variables. Une représentation de différents types de cavités double métal est visible sur la Figure 3.3. On y voit sur le panneau a) des cavités en ruban [38, 98], qui acceptent une lumière polarisée orthogonalement aux rubans. Le panneau b) représente quant à lui des cavités carrées [77], qui acceptent indifféremment toutes les polarisations. Sur le panneau c), on voit des cavités en ruban où le diélectrique a été gravé entre les bandes du réseau. Le panneau d) montre des cavités de très faible volume de mode, les cavités filaires [99]. D'autres géométries de cavités double métal apparaissent dans la littérature, comme les circuits inductance-capacité [8]. Certaines ont des propriétés proches des exemples cités ici [58], d'autres ont des différences plus marquées [100, 101].

Pour injecter de la lumière dans ces cavités, on procède comme montré sur la Figure 3.3. Il suffit de focaliser un faisceau sur le réseau avec un angle ( $\theta$ ) donné. Toutes les longueurs d'onde seront alors réfléchies, exceptée celle correspondant aux modes de la cavité. Le dispositif expérimental permettant de mesurer la réflectivité de ces cavités est détaillé dans la section 3.3.

Les dimensions physiques de la cavité, dont les valeurs sont indiquées sur la Figure 3.3, sont déterminantes pour ses propriétés optiques. La largeur ( $s$ ) influe sur la fréquence de résonance de la cavité. L'ouverture ( $o$ ), et donc la période ( $p$ ), impactent les propriétés du réseau (en d'autres termes, le couplage à l'espace libre) tout comme l'angle d'incidence ( $\theta$ ). L'épaisseur ( $w$ ) fixe la gamme de longueurs d'onde auxquelles la cavité confine efficacement la lumière. La forme du motif périodique, quant à elle, définit la polarisation acceptée par la cavité et le volume du mode. Une étude poussée de l'influence des différents paramètres est présentée en sous-section 3.1.3 par le biais de simulations numériques.

Dans le but de concevoir ces cavités, des simulations utilisant un formalisme modal [102] ou une méthode de résolution des équations de Maxwell par éléments finis peuvent être utilisées. Ces deux méthodes permettent de reproduire correctement les

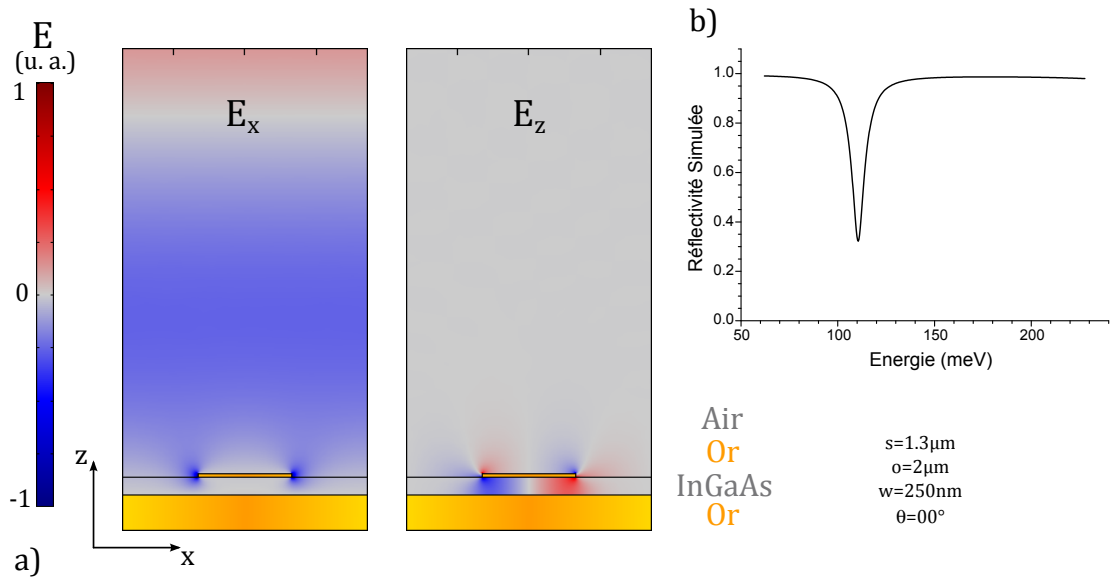


**Figure 3.3.:** a-d) Différents types de cavités double métal. Une vue en coupe résume les principales grandeurs physiques caractérisant la cavité. Le rectangle en pointillé représente une cellule élémentaire du réseau. La réflectivité de ces cavités peut être mesurée en focalisant un faisceau polarisé sur le réseau.

résultats expérimentaux, dans le moyen infrarouge [98, 67], comme dans le domaine THz [77, 67]. Dans le cadre de ce travail, j'ai choisi d'employer la résolution par éléments finis, déjà présentée dans le chapitre 2, pour la plus grande versatilité qu'elle offre au niveau de la géométrie des cavités. Il a été montré que cette méthode permet aussi bien de simuler des structures en trois dimensions (comme les cavités carrées ou filaires [103]), que les structures en deux dimensions (comme les cavités ruban). Dans la suite, je présente des simulations de cette dernière géométrie uniquement, excepté dans la sous-section 3.1.4.

### 3.1.3. Simulation des Modes de Cavité et Influence des Paramètres Géométriques

Pour simuler les cavités ruban, il faut définir une boîte de largeur  $p$  (la période du réseau), et de hauteur supérieure aux longueurs d'onde d'intérêt, comme indiqué sur la Figure 3.3. Le modèle est semblable à celui détaillé en section 2.1 : des conditions de périodicité relient la frontière de droite avec celle de gauche. La différence majeure est que le port d'entrée de l'onde est le même que le port de sortie (on s'intéresse à la réflectivité de ces structures). La frontière du bas n'est donc plus un port, et les conditions aux limites de cette frontière importent peu, car elle se trouve dans une couche d'or épais et le champ n'y pénètre que de façon négligeable. La permittivité des différentes couches est prise en compte dans la simulation.



**Figure 3.4.:** Simulation de la réponse d'une cavité double métal à une onde excitatrice. a) Cartes de champ tracées à l'énergie du mode fondamental de la cavité ( $E_c = 109$  meV). b) Réflectivité simulée.

Une simulation du mode fondamental d'une cavité en ruban est représentée sur la Figure 3.4. Dans le panneau a), les deux composantes du champ sont présentées. Ces cartes de champ mettent en évidence la force de ces cavités : un champ incident arrive sur la structure avec une polarisation quelconque dans le plan xz (ici purement selon x, avec un angle d'incidence nul), et le mode de cavité résultant est presque uniquement selon z (qui est la seule composante du champ qui peut se coupler à une polarisation intersousbande ou à un mode de Berreman). Le mode de cavité est bien  $TM_0$ , puisque le champ est quasiment uniforme selon z. On note tout de même d'importants effets de bord aux coins du métal supérieur. Ils sont, comme expliqué plus haut, à l'origine du couplage du mode de cavité à l'espace environnant. On peut remarquer qu'ils limitent aussi le confinement du mode, puisque celui-ci n'est pas entièrement dans la couche diélectrique.

Un spectre de réflectivité simulé est présenté dans le panneau b). Le mode fondamental est caractérisé par un facteur de qualité  $Q = \frac{f_0}{\Delta f} = 13.5$ , ce qui est une valeur typique des cavités double métal. Cette valeur est proche de l'élargissement des transitions intersousbande ou des modes de Berreman ( $\frac{\Delta E}{E_{exc}} = 7.5\%$ ), comme le montrent les mesures en section 2.3. Ce type de simulation permet, par ailleurs, de distinguer les contributions radiatives et non-radiatives du mode de cavité, comme il est montré en Annexe B.

Dans la suite, les différents paramètres géométriques de la cavité sont étudiés, pour montrer leur impact sur les propriétés du confinement.

#### La Taille $s$ du Ruban

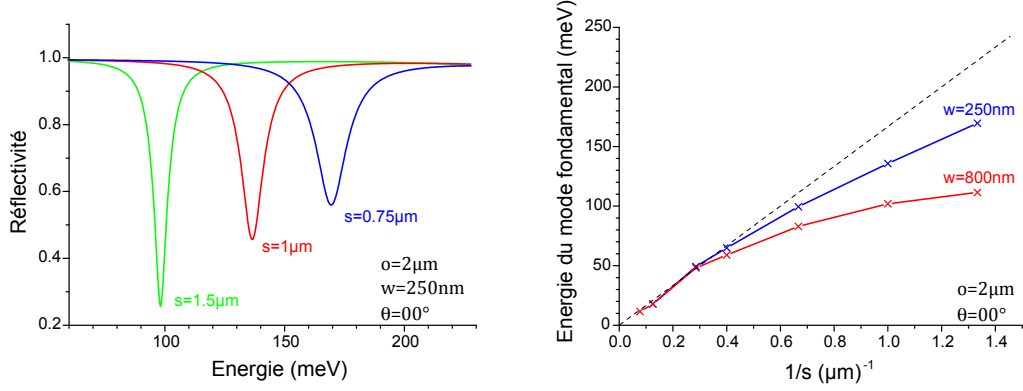
Dans les cavités double métal, il a été montré [38, 77] que la largeur  $s$  du ruban est liée à l'énergie de la résonance d'ordre  $N$ , selon la formule

$$s = \frac{N\lambda}{2n_{eff}(\lambda)} \quad (3.1)$$

où  $n_{eff}(\lambda)$  est un indice de réfraction effectif, qui dépend du métal employé, du diélectrique ainsi que de la géométrie de la cavité, et qui n'est - à priori - pas constant avec la longueur d'onde.

Ce phénomène est mis en évidence dans la Figure 3.5. Le graphique de gauche montre des spectres de réflectivité simulés pour des réseaux de différentes largeurs  $s$ . On voit que l'énergie du mode fondamental se décale vers les basses énergies quand  $s$  augmente, comme prévu par l'équation 3.1. On s'aperçoit aussi que le contraste et la largeur à mi-hauteur des résonances sont modifiés par le changement de taille.

Le panneau de droite de la Figure 3.5 montre l'énergie du mode de cavité en fonction de l'inverse de  $s$ , et ce pour deux épaisseurs  $w$  différentes. Il est assez notable



**Figure 3.5.:** Impact de  $s$  sur la réflectivité des cavités double métal, et sur l'énergie du mode fondamental.

que, pour de grandes valeurs de  $s$ , l'énergie du mode de cavité varie linéairement, avec une même pente pour les deux épaisseurs (c'est à dire,  $n_{eff}(\lambda, w) = n_{eff} = 4$ ). Les courbes deviennent ensuite sous-linéaires, la cavité épaisse changeant de pente plus vite que la cavité fine.

Les tailles typiques pour des dispositifs fonctionnant dans le moyen infrarouge sont de  $s = 0.5 - 3 \mu\text{m}$ , alors qu'elles sont plutôt de l'ordre de  $s = 3 - 15 \mu\text{m}$  pour le domaine THz.

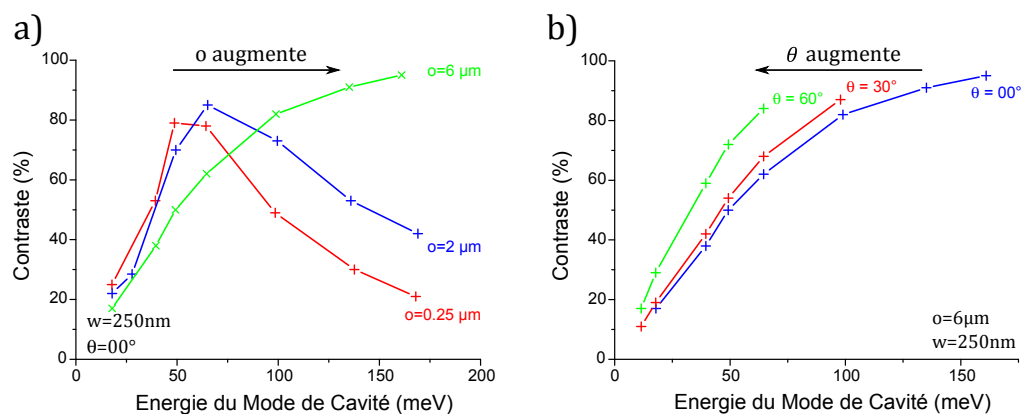
### Période, Ouverture et Angle d'Incidence

Comme discuté dans la sous-section 3.1.2, la période des réseaux dans une cavité double métal est souvent choisie pour être sub-longueur d'onde. Cela permet d'avoir une grande densité de motifs, et de n'avoir aucun mode dû aux ordres de diffraction. Ces derniers sont ainsi repoussés hors du cône de lumière. Cependant, si la période le permet, la diffraction peut intervenir. Apparaissent alors de nouveaux modes de plasmons de surface aux énergies données par

$$\lambda = \frac{2p \sin(\theta)}{q} \quad (3.2)$$

où  $q$  est un entier représentant l'ordre de diffraction. Ces modes ne se couplent pas à l'intersousbande et n'ont donc que peu d'intérêt dans ce travail [98]. Il est alors judicieux de choisir une période et un angle d'incidence faible pour être gêné au minimum par ce phénomène.

C'est l'ouverture  $o$  qui joue directement sur le couplage du mode de cavité à l'espace libre, et sur le couplage des cavités entre elles. Pour cette raison, ainsi que



**Figure 3.6.:** Impact de l'ouverture et de l'angle d'incidence sur le contraste des spectres de réflectivité.

pour des raisons pratiques de fabrication, j'ai plus souvent utilisé  $o$  que  $p$  comme paramètre de référence. On voit sur la Figure 3.6 plusieurs courbes de contraste pour différentes valeurs d'ouverture. Une courbe de contraste est obtenue à partir de plusieurs spectres de réflectivité réalisés à des tailles  $s$  différentes (comme dans la Figure 3.5), et représente le contraste en fonction de l'énergie du mode. La figure Figure 3.6.a montre que, pour tous les autres paramètres de la cavité fixés, il existe un maximum de contraste à une énergie donnée. On voit sur la Figure 3.6 que modifier la valeur de  $o$  conduit à déplacer l'énergie du maximum de la courbe de contraste, ce qui implique que l'ouverture impacte bien le couplage à l'espace libre

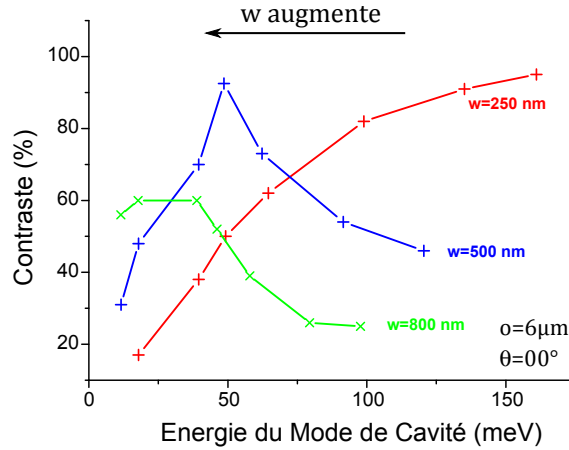
La figure Figure 3.6.b montre que l'angle d'incidence a aussi un effet sur ce couplage, puisqu'il décale aussi la courbe de contraste. On remarque qu'une augmentation de l'angle et une augmentation de l'ouverture ne décalent pas le maximum dans la même direction. Pour comprendre ce phénomène, il faut se représenter l'onde incidente comme voyant une ouverture effective  $o'$ , qui dépend de l'angle d'incidence :  $o' = o \cos(\theta)$ .

Les tailles typiques varient en fonction des applications, mais sont en général de l'ordre de  $o = 2 - 8 \mu\text{m}$ . Il est difficile de descendre en dessous de  $2 \mu\text{m}$  pour des raisons de fabrication.

### L'Épaisseur $w$

L'épaisseur de la couche diélectrique d'une cavité double métal est d'une grande importance, puisqu'elle influe sur le confinement du mode de cavité. Il n'est pas possible de la choisir arbitrairement fine. En effet, si elle l'est trop, les plus grandes longueurs d'onde se couplent peu à la cavité, la désadaptation d'impédance avec





**Figure 3.7.:** Impact de l'épaisseur sur le contraste des spectres de réflectivité.

l'extérieur devenant trop importante. Au contraire, si la cavité est trop épaisse<sup>1</sup>, elle acceptera d'autres modes que les modes  $TM_0$ . De plus les cavités pourront se coupler entre elles et former un super-réseau.

Il est donc primordial d'adapter l'épaisseur du système aux longueurs d'onde d'intérêts. La Figure 3.7 montre le contraste en fonction de l'énergie du mode de cavité pour trois valeurs de l'épaisseur  $w$ . On voit que, pour une énergie donnée, il est possible de trouver une épaisseur optimale. En conclusion, il est intéressant de noter qu'on dispose de deux paramètres physiques ( $o$  et  $w$ ) et un paramètre de mesure ( $\theta$ ) qui influent sur le contraste optimal de la cavité, ce qui laisse une grande marge de manoeuvre pour l'ingénierie et la mesure des modes de cavité double métal.

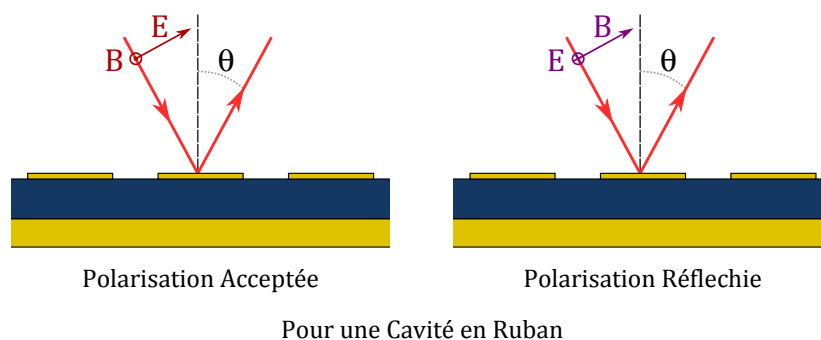
### 3.1.4. Influence de la Géométrie

Toutes les simulations de la section précédente ont été réalisées pour des cavités en ruban. Pour vérifier la généralité de ces résultats, j'étudie ici l'impact du changement de géométrie de la cavité. Les paragraphes suivants s'intéressent aux cas des cavités carrées et des cavités en ruban gravées.

#### Cavités Carrées

Les cavités carrées diffèrent assez peu des cavités en ruban. Cependant, le mode n'est plus libre de se propager le long du ruban : il est confiné dans les trois directions. Ce changement a surtout une importance sur la polarisation acceptée par la structure. En effet, une onde incidente polarisée le long d'un ruban ne s'y couple pas (voir Figure 3.8). La cavité carrée accepte, elle, toutes les polarisations. Pour

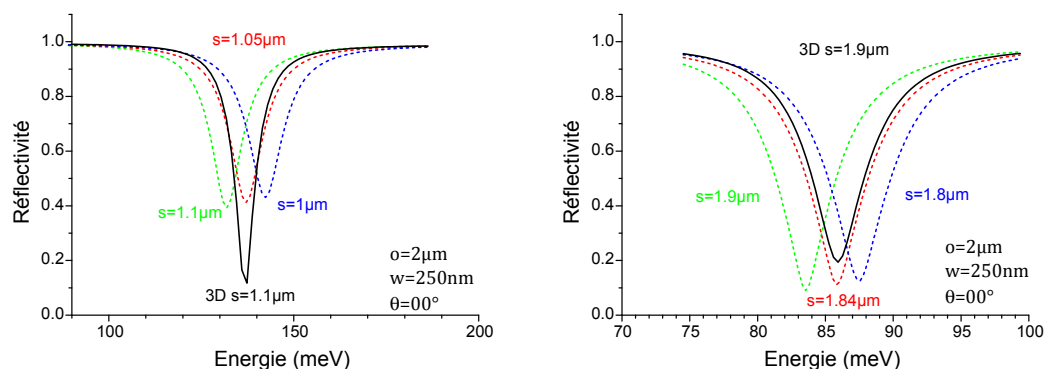
<sup>1</sup>. Vis à vis de la longueur d'onde dans le matériau.



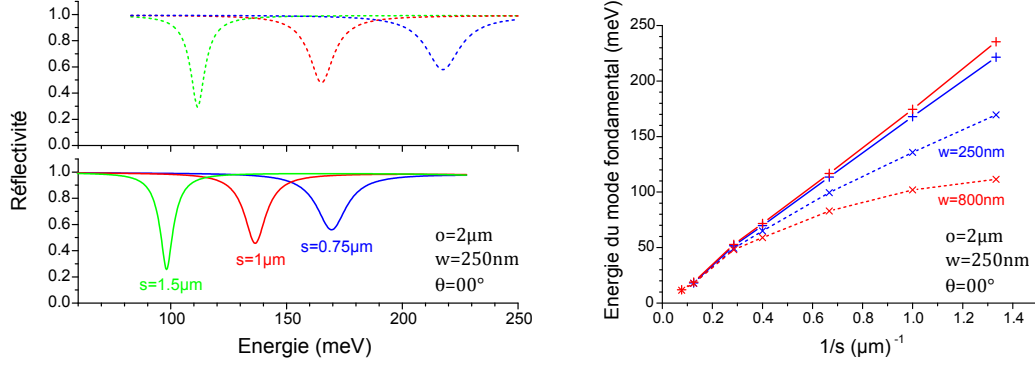
**Figure 3.8.:** Sélectivité en polarisation des cavités en ruban. Les deux polarisations sont acceptées dans le cas des cavités carrées.

les simulations, le passage d'une cavité en ruban à une cavité carrée nécessite de passer à un modèle en trois dimensions. Cela implique un maillage plus grossier et des temps de calcul beaucoup plus longs pour obtenir un spectre de réflectivité.

Pour quantifier la différence entre les deux géométries, j'ai comparé, dans la Figure 3.9, des simulations en deux et trois dimensions de cavités de mêmes paramètres. Les lignes noires montrent les spectres de réflectivités d'une cavité carrée, simulations tridimensionnelles, pour deux largeurs  $s$  différentes ( $1.1\mu\text{m}$  à gauche, et  $1.9\mu\text{m}$  à droite). Pour comparaison, ils sont montrés avec des spectres simulés de cavités en ruban de tailles  $s$  comparables (en pointillés). On voit que l'énergie du minimum de réflectivité de la cavité carrée correspond à celui d'une cavité en ruban légèrement plus petite. Cet effet est lié au désaccord d'impédance supplémentaire apporté par les frontières du carré. Ce désaccord augmente légère-



**Figure 3.9.:** Réflectivité simulée pour des cavités en ruban (simulations 2D, courbes en pointillés) et carrées (simulations 3D). Il est notable que la simulation 3D sous-estime le contraste ou le surestime.



**Figure 3.10.:** Spectres de réflectivités simulées de cavités en ruban, gravées ou non, pour différentes valeurs de  $s$ . Energie du mode fondamental en fonction de  $1/s$ . Les données relatives aux cavités non gravées sont en pointillés.

ment le confinement du mode sous le motif. Ce phénomène peut aussi s'interpréter par la modification de l'indice effectif de la cavité entre les différentes géométries :  $n_{eff}(\text{ruban}) > n_{eff}(\text{carrée})$ .

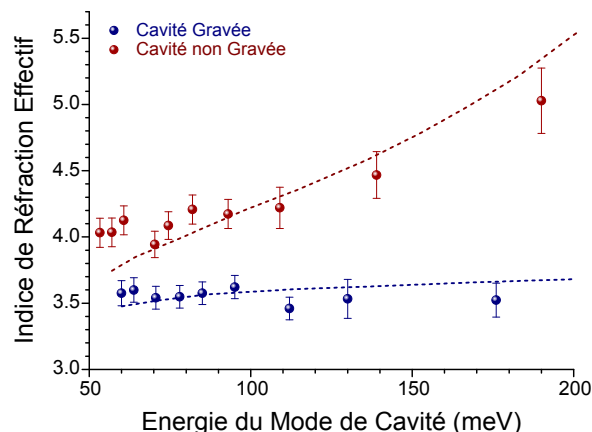
On peut aussi remarquer que le contraste est assez différent, notamment pour la cavité de  $s = 1.1\mu\text{m}$ . Ceci n'est pas un phénomène physique, mais une conséquence du trop faible maillage employé pour la convergence de la simulation en trois dimensions. Il sera en effet montré par la suite que le contraste mesuré d'une cavité carrée est très bien reproduit par la simulation d'une cavité en ruban (voir Figure 3.21).

En conclusion, cette étude permet d'affirmer qu'on peut simuler indifféremment des structures carrées ou en ruban, en utilisant une géométrie bidimensionnelle pour les simulations. Il n'y a qu'un léger ajustement de la taille  $s$  à faire pour passer de l'un à l'autre. On préférera par la suite effectuer uniquement des simulations de cavités en ruban (en ajustant la taille pour reproduire l'énergie du mode) pour mieux simuler les contrastes mesurés expérimentalement.

### Cavités Gravées

La gravure du diélectrique entre les motifs métalliques augmente le désaccord d'impédance aux frontières de l'or, grâce à une variation brutale de l'indice. On peut s'attendre à ce que cette augmentation impacte la réflectivité de la cavité. Les simulations présentées dans la Figure 3.10 mettent en évidence ce phénomène.

Les spectres de réflectivité des cavités gravées (en traits continus) sont décalés vers le rouge, par rapport à ceux des cavités non gravées de même dimension (en pointillé). Ni la largeur des résonances ni leur contraste ne sont affectés de manière importante. Le décalage de l'énergie du mode par la gravure est mis en évidence



**Figure 3.11.:** Indices optiques mesurés et simulés pour les deux géométries de cavités.

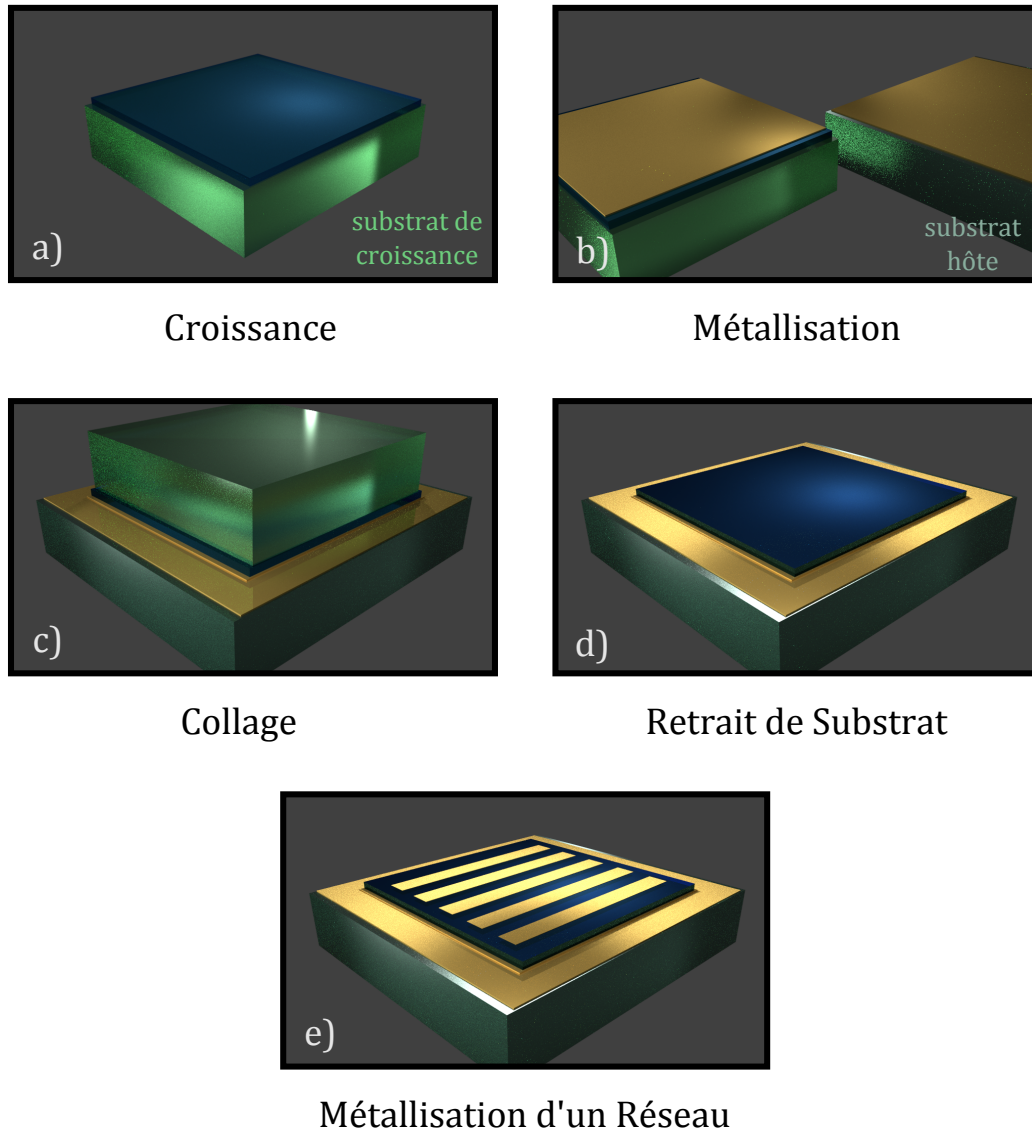
par le graphique de droite de la Figure 3.10. On voit que l'énergie du mode fondamental d'une cavité gravée (en traits continus) est proportionnelle à l'inverse de la taille  $s$  de la cavité, et que la pente est quasiment indépendante de l'épaisseur  $w$  de la cavité, contrairement au cas des cavités non gravées (en pointillé). En d'autres termes, l'indice effectif de ces cavités ne dépend que très peu de la longueur d'onde :  $n_{eff}(\lambda, w) \approx n_{eff}$ . Cette formule était déjà vraie dans la limite des basses fréquences pour les cavités non gravées, et elle se généralise à toute la gamme de longueurs d'onde dans le cas d'une cavité gravée.

Ce résultat a été vérifié expérimentalement. La Figure 3.11 montre l'indice optique mesuré obtenu sur des cavités double métal en ruban, constituées de  $w = 300\text{nm}$  de  $GaAs$ , gravées ou non. Ces mesures sont mises en relation avec les résultats donnés par les simulations. On constate que l'indice effectif est, comme attendu, constant pour les cavités gravées, et montre une forte évolution dans le cas des cavités non gravées. De plus, les mesures montrent un très bon accord avec les prédictions numériques.

Dans la suite de ce chapitre, je montrerai les étapes de fabrication et les résultats expérimentaux obtenus sur des cavités non gravées. Des cavités gravées seront utilisées dans les résultats détaillés dans les chapitres 4 et 5.

## 3.2. Fabrication de Cavités Double Métal

La difficulté posée par la réalisation d'une cavité double métal est que l'hétérostructure semiconductrice (diélectrique central de la cavité) doit être entourée de deux couches métalliques. Or, il est impossible de démarrer une épitaxie sur une



**Figure 3.12.:** Les différentes étapes d'un report de substrat (a-d), permettant la réalisation d'un réseau de cavités double métal (e).

couche métallique, car le métal est amorphe. Il faut procéder à une opération appelée report de substrat [104], qui est récapitulée par la Figure 3.12. L'échantillon est épitaxié sur un substrat dit de croissance. Une couche d'or est ensuite déposée sur l'échantillon, ainsi que sur un deuxième substrat, appelé substrat hôte. Les deux substrats sont alors collés ensemble, les faces dorées l'une contre l'autre, à l'aide des techniques présentées dans les paragraphes suivants. Finalement, le substrat de croissance est gravé chimiquement, avec une solution de gravure sélective s'arrêtant sur la première couche (sacrificielle ou non) de l'échantillon. Il ne reste alors plus qu'à déposer des motifs d'or sur la surface nouvellement dévoilée de l'échantillon.

### 3.2.1. Collage Epoxy

La solution la plus simple consiste à coller les deux substrats avec une résine de polymères époxyde<sup>2</sup>. Le choix de l'époxy va limiter l'utilisation du dispositif, en termes de température limite de fonctionnement, de conduction thermique ou électrique. Dans le cadre de mes fabrications, j'ai utilisé de l'ARALDYTE Standard, ce qui limite ces échantillons à une utilisation entre 0K et 150°C. Elle est aussi électriquement isolante et conduit mal la chaleur. En conséquence, cette technique n'est utilisée que pour des structures sans pompage électrique, et qui ne nécessitent pas de températures trop importantes lors de leur fabrication.

Pour ce type de collage, il est préférable de prendre un substrat hôte légèrement plus petit que l'échantillon. Cela permet de se débarrasser de toute quantité de colle superflue. On applique une fine couche de résine sur le substrat hôte avant de le plaquer contre l'échantillon. On chauffe alors le tout sur une plaque chauffante pour fluidifier la résine, la température idéale dépendant de la résine (pour l'ARALDYTE, 90°C). Une fois la résine fluidifiée, elle s'écoule des côtés du substrat. Il est important d'appuyer les deux pièces l'une contre l'autre pour obtenir un film de résine le plus fin possible et sans bulles d'air<sup>3</sup>. Pendant cette étape, on peut aligner au mieux les deux substrats. Cela permet d'avoir des axes cristallins quasiment superposés.

Une fois que la résine commence à durcir, on retire l'échantillon de la plaque chauffante et il est possible d'enlever le surplus de résine au scalpel. S'il n'est pas possible de tout enlever, les restes d'époxy disparaîtront après le retrait de substrat, de la même manière que d'éventuels résidus du substrat de croissance (voir la Figure 3.15 pour plus de détails).

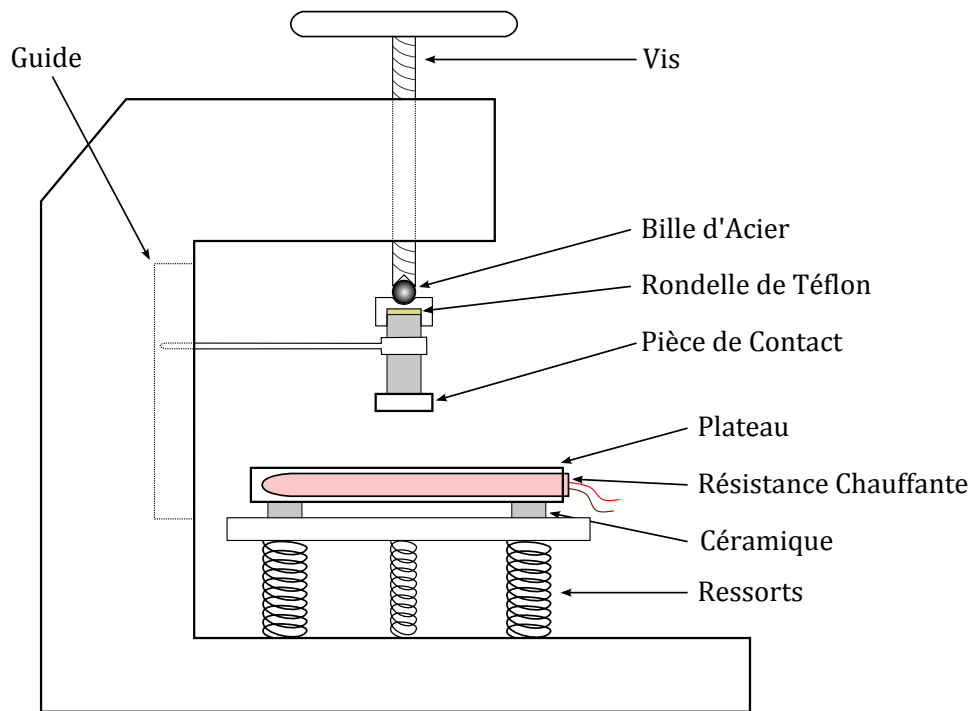
### 3.2.2. Thermocompression

Une solution plus complexe - mais offrant de meilleures caractéristiques mécaniques, thermiques comme électriques - consiste à faire coller les deux couches d'or

---

2. Plus généralement appelée époxy.

3. Il est possible d'obtenir des couches de résines descendant jusqu'à 10µm d'épaisseur.



**Figure 3.13.:** Schéma de la presse chauffante pour le collage par thermocompression réalisé au laboratoire.

sans ajouter de couches à base de polymères. Pour ce faire, on chauffe l'échantillon et le substrat, avant de leur appliquer une importante pression [105, 106]. La chaleur et la pression permettent aux atomes d'or de diffuser d'une couche vers l'autre, ce qui les lie ensemble. Il est possible d'utiliser d'autres métaux très diffusants ou à faibles points de fusion, comme l'indium. Dans le cadre de ce travail, je ne me suis intéressé qu'au collage or-or.

Il existe des presses hydrauliques commerciales permettant cette opération. Notre laboratoire n'en disposant pas, nous avons pour habitude de la faire réaliser par des collaborateurs, ou des compagnies privées. Cependant, ce procédé est délicat et extrêmement déterminant pour la réalisation de dispositifs complexes. J'ai donc réalisé une presse chauffante, afin de pouvoir développer ce savoir-faire en interne.

La machine que j'ai conçue est représentée sur la Figure 3.13. L'échantillon est déposé sur un plateau, sous lequel se trouve un trépied de ressorts. Une vis vient plaquer une pièce de contact contre l'échantillon. Plus la vis est tournée, plus le plateau appuie sur les ressorts. Cette force a été étalonnée à l'aide d'un Newton-mètre, et est repérée par la position du plateau. Afin de pallier aux faibles désalignements de l'ensemble {vis, pièce de contact, plateau, ressorts}, le plateau est légèrement

P (kg/cm <sup>2</sup> )	T (°C)	t (min)
50	310	10

**Table 3.1.:** Récapitulatif des paramètres optimaux pour le collage par thermocompression.

mobile et une bille se trouve entre la vis et la pièce de contact. Cela permet à l'ensemble d'être mobile et d'appliquer une force qui peut avoir une faible composante horizontale. Enfin, une rondelle de téflon et un collier de serrage guidé par un axe vertical assurent l'horizontalité du mouvement de la pièce de contact. En effet, sans ces deux pièces, la vis peut entraîner la pièce de contact dans sa rotation.

Une cartouche chauffante a été insérée dans le plateau, et est pilotée par un contrôleur de température. Des pieds en céramique isolent la partie chauffante du reste du plateau, ainsi que la pièce de contact et la vis. L'ensemble des autres pièces a été usiné dans de l'acier inoxydable.

Avant de placer les deux substrats dans la machine, il faut nettoyer les surfaces par immersion dans un solvant<sup>4</sup>. Ensuite l'idéal est de les placer l'un contre l'autre, une goutte d'isopropanol entre les deux. On peut alors aligner les axes cristallins à l'aide d'une équerre tout en appuyant, le temps que l'isopropanol s'évapore. Cette étape assure à la fois l'alignement des deux substrats et l'absence de grosses bulles d'air. Après évaporation du solvant, les deux substrats doivent déjà être faiblement collés. L'assemblage peut ensuite être mis dans la machine, entre deux couches de graphites d'environ 500nm. Ces couches peuvent se déformer, ce qui leur permet d'absorber les défauts de surface des pièces usinées de la presse.

On peut alors entamer le chauffage du plateau. Une fois la température  $T$  atteinte, on peut commencer à visser, jusqu'à la position du plateau correspondant à la pression  $P$  désirée<sup>5</sup>. Il ne reste plus alors qu'à attendre un temps  $t$ . Une fois le temps écoulé, on peut couper le chauffage, dévisser, et retirer l'échantillon de la presse.

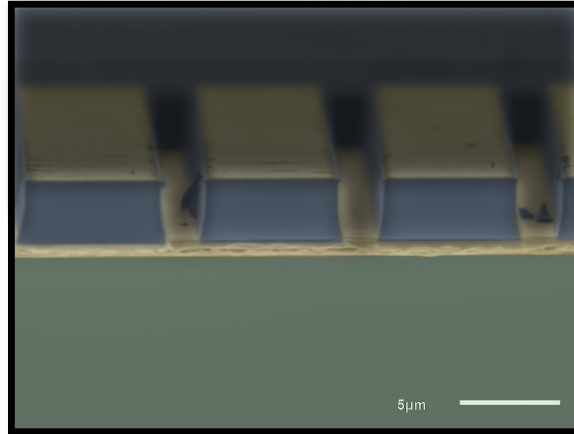
Grâce à une série de tests systématiques, j'ai pu déterminer des paramètres optimaux [106] qui assurent un bon collage (pas de bulles d'air, pas de diffusion des métaux dans le semi-conducteur). Ces paramètres sont récapitulés dans le Tableau 3.1. La Figure 3.14 montre une photographie obtenue par microscopie électronique à balayage d'un échantillon réalisé par thermocompression. Elle a été colorisée pour

---

4. S'il est possible d'utiliser des ultrasons sans endommager la croissance, il est préférable de le faire.

5. La presse délivre une force, et non pas une pression. Il faut donc connaître la surface utile des substrats, c'est-à-dire celle où les deux sont superposés.





**Figure 3.14.:** Echantillon contenant un réseau de cavités double métal en ruban gravées, réalisé après un report de substrat par thermocompression avec la machine et les paramètres présentés ici. Image obtenue par microscopie électronique à balayage et colorisée.

plus de lisibilité. On voit ici une cavité double métal en ruban gravée, clivée perpendiculairement aux rubans. La facette est en surbrillance par rapport au dessus de l'échantillon. Le plan d'or du bas a été obtenu par thermocompression de deux couches de 500nm d'or. On distingue encore la frontière des deux couches. On voit aussi qu'elles sont parfaitement liées, sans bulles d'air. Le plan d'or du bas fait exactement 1µm d'épaisseur, ce qui signifie que le métal n'a pas diffusé, ni dans l'échantillon, ni dans le substrat.

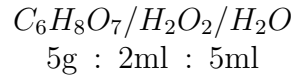
### 3.2.3. Retrait du Substrat de Croissance

Une fois les deux substrats collés, on peut procéder au retrait du substrat de croissance. Pour cela, on utilise une solution de gravure sélective, dont la composition dépend du substrat.

#### Substrat GaAs

Dans le cas de l'arséniure de gallium, on grave le substrat sélectivement jusqu'à une couche d'arrêt d'AlGaAs avec un fort taux d'aluminium. Cette couche doit offrir suffisamment de sélectivité, tout en restant proche des paramètres de maille du GaAs. En effet, de trop fortes contraintes dues au désaccord de maille créent des défauts dans cette couche ou dans l'échantillon. La couche d'arrêt est en général sacrificielle. Elle a été épitaxiée avant la croissance de l'échantillon désiré. Elle doit donc être enlevée avant d'accéder à l'échantillon en lui-même. Pour ce travail, j'utilise comme couche d'arrêt 0.4µm d' $Al_{0.5}Ga_{0.5}As$ .

Une solution à base d'acide citrique offre la sélectivité nécessaire entre le substrat en arséniure de gallium et la couche d'arrêt :

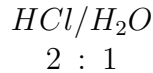


Pour une vitesse de gravure optimale, elle doit être utilisée à chaud (65°C) au début de la gravure. Une fois que la couche d'arrêt commence à se révéler - environ deux heures et demie après le début de la gravure pour un substrat de 500µm - il est préférable de refroidir la solution (10 – 20°C) pour une meilleure sélectivité.

Une fois le substrat gravé, il faut éliminer la couche d'arrêt. Pour cela on l'oxyde grâce à un plasma d'oxygène. Elle peut ensuite être gravée en quelques secondes par une solution d'acide fluorhydrique (*HF*) pur.

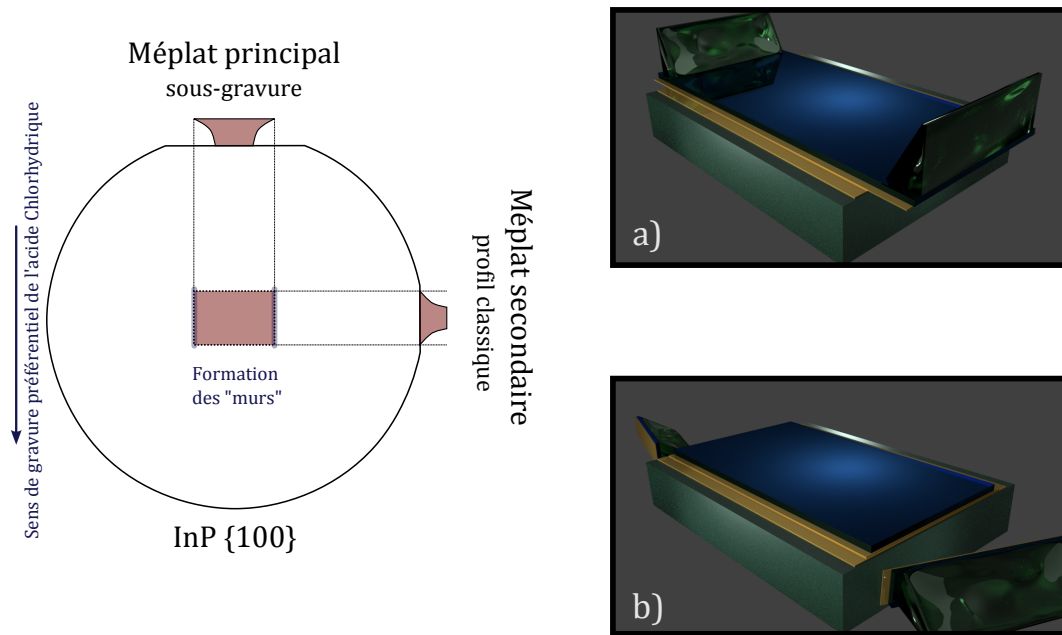
#### Substrat InP

Pour le phosphore d'indium, il existe une sélectivité naturelle très forte avec l'*InGaAs*. Il n'est donc pas nécessaire d'avoir de couche d'arrêt avec une composition particulière, la première couche de l'échantillon en fait office. On utilise deux solutions de gravure :



La première est particulièrement rapide et la seconde, particulièrement sélective. On plonge donc l'échantillon dans la solution d'acide chlorhydrique pur (environ 30min pour un substrat de 350µm) jusqu'à voir la première couche de l'échantillon apparaître. On dilue alors légèrement cette solution pour augmenter sa sélectivité.

Sur les substrats de phosphore d'indium, ainsi que sur les échantillons épitaxiés par-dessus, les gravures chimiques se font de manière anisotrope. L'attaque chimique dépend en effet de l'orientation cristalline, comme montré sur la Figure 3.15. En conséquence, deux des bords du substrat de croissance sont très peu gravés, et restent sur l'échantillon, formant ainsi deux "murs". On voit ces murs sur le panneau a) de la Figure 3.15, présentant un retrait de substrat InP. Il est important de s'en affranchir pour pouvoir faire des enrésinements et des lithographies aussi propres et précises que possible. Pour cela, on peut polir mécaniquement les deux bords gênants de l'échantillon (en ayant protégé la surface de ce dernier des poussières, à l'aide d'une résine épaisse). Une autre solution consiste à prendre un substrat hôte légèrement plus petit que l'échantillon dans la direction où les murs apparaîtront.



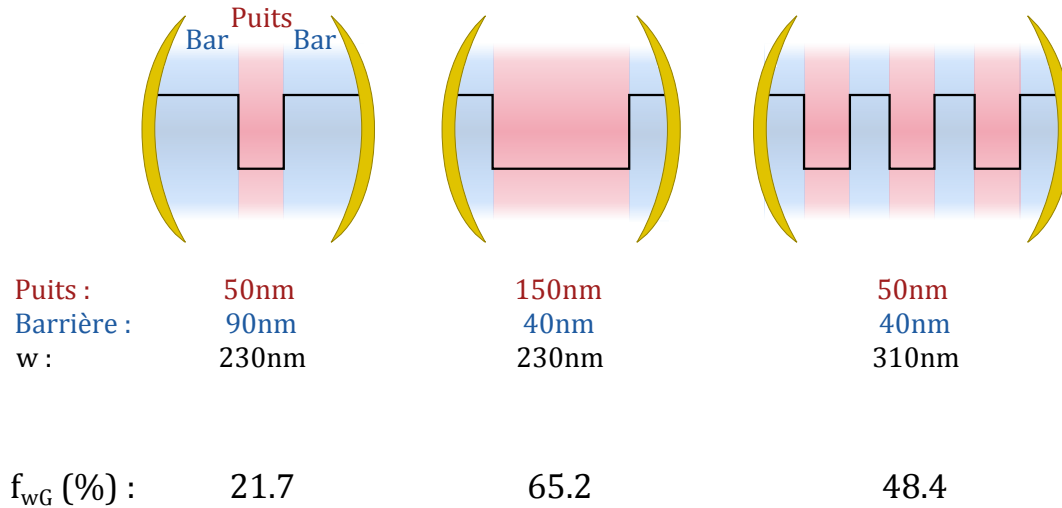
**Figure 3.15.:** Anisotropie des gravures chimiques en fonction de l'axe cristallin. Le profil de gravure d'un méso rectangulaire est représenté pour les deux axes. a) Illustration dans le cas d'un retrait de substrat : des murs se forment sur le petit côté du rectangle. Ils peuvent être arrachés au reste de l'échantillon si le substrat hôte est plus petit (b).

Ainsi, ils dépasseront du substrat hôte après le collage. Une fois le retrait de substrat de croissance effectué, ils tomberont naturellement, ou sous une pression d'azote de quelques bars, comme représenté dans le panneau b) de la Figure 3.15. On retrouve ainsi un échantillon propre comme après un retrait de substrat plus classique, montré sur la Figure 3.12.

### 3.3. Démonstration Expérimentale du Régime de Couplage Ultra-Fort

#### 3.3.1. Recouvrement entre le Mode de Cavité et l'Excitation Electronique

Comme l'explique le chapitre 1, dans un système couplant une excitation électronique et un mode de cavité, l'intensité du couplage lumière-matière (c'est-à-dire l'énergie de Rabi) est proportionnelle à leur recouvrement. Pour estimer le recouvrement  $f_w$  de la cavité avec un puits quantique, j'ai utilisé deux méthodes différentes. La première est une approximation qui ne tient compte que de la géométrie de l'al-



**Figure 3.16.:** Recouvrement géométrique de la cavité pour différentes dimensions de cavités et de puits.

ternance des couches. La seconde, plus précise, est un calcul réalisé à l'aide de la simulation du champ électrique.

### Recouvrement Géométrique

La solution la plus simple pour estimer le recouvrement consiste à assimiler nos cavités à un guide d'onde double métal parfait. Cette approximation revient à négliger les effets de bord des cavités, ainsi que les pertes ohmiques des métaux. Dans ce cas, le champ est polarisé selon  $z$  et est uniforme dans cette même direction, comme le montre la Figure 3.1. Le recouvrement du mode de cavité et des puits quantiques est donc donné par :

$$f_{wG} = \frac{N_w L_w}{w} \quad (3.3)$$

où  $N_w$  est le nombre de puits quantiques dans la structure,  $L_w$  est la taille d'un puits, et  $w$  est l'épaisseur de la cavité.

La conséquence de cette relation sur la conception d'une structure est illustrée dans la Figure 3.16. On y voit trois cavités entourant des couches semiconductrices de tailles différentes. Entre la cavité du centre et celle de gauche, on a réduit la taille du puits, tout en gardant constante l'épaisseur de la cavité. La conséquence est donc naturellement une chute du recouvrement. Entre la cavité du centre et celle de droite, on a divisé le puits large en plusieurs puits fins en introduisant des bar-

rières. L'épaisseur totale de la cavité a augmenté, et le recouvrement a donc baissé.

La conclusion de cette étude est claire : il faut minimiser l'espace occupé par les barrières dans la cavité. Il existe néanmoins une taille minimale des barrières pour éviter le couplage tunnel entre les puits. Cette épaisseur dépend du potentiel de confinement, donc du système de matériaux et de la largeur du puits. La cavité maximisant le recouvrement est donc composée de deux barrières les plus fines possible, et d'un puits quantique central, comme représenté sur le panneau central de la Figure 3.16. Si on veut utiliser des puits plus fins, il faut introduire des barrières, et donc diminuer le recouvrement. Comme l'épaisseur de la couche diélectrique ne peut pas être inférieure à  $\sim 200\text{nm}$  pour assurer un bon contraste (voir Figure 3.7), on comprend que le recouvrement maximal pourra être obtenu en utilisant une couche dopée, d'épaisseur similaire, abritant un mode de Berreman.

Il est même envisageable de concevoir une cavité sans barrières. Dans le cadre de ce travail, j'ai toujours conservé une certaine épaisseur de barrière dans le but d'éviter un contact entre la couche dopée et le métal de la cavité. En effet, il est attendu que cette jonction piège une partie des charges et réduise ainsi la densité d'électrons couplés au mode de cavité.

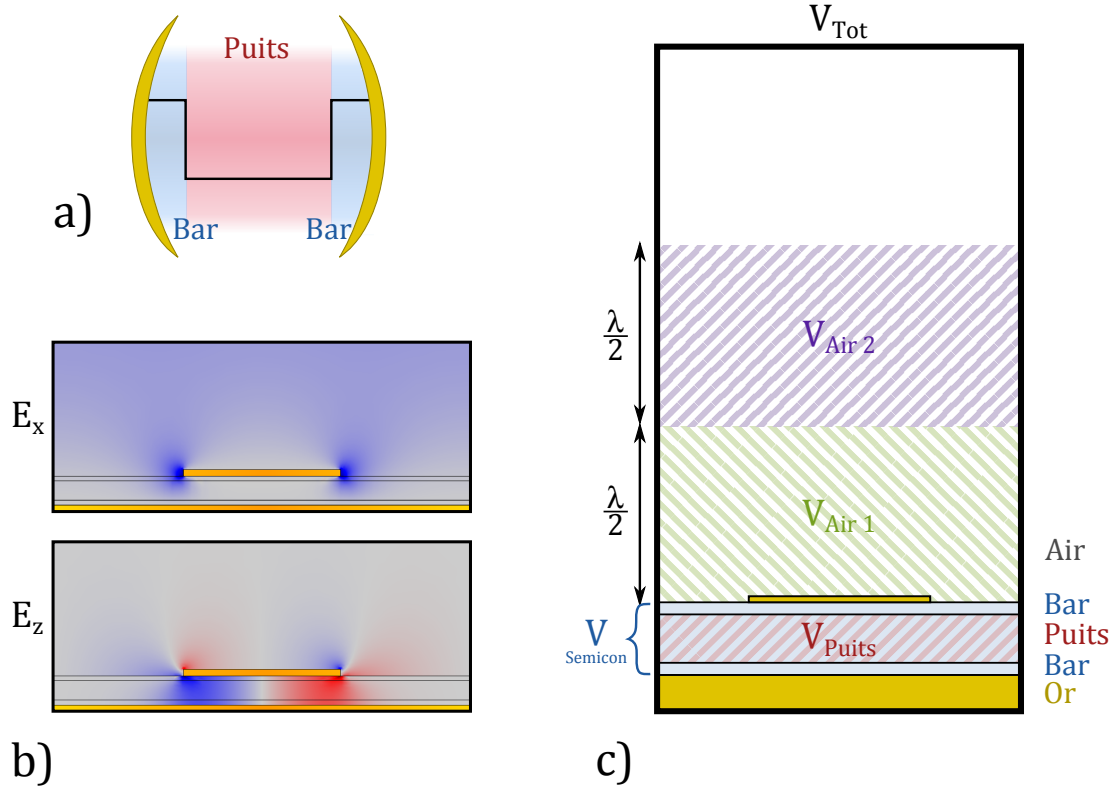
### Calcul Numérique du Recouvrement

Le recouvrement géométrique ne tient pas compte de la répartition du champ électrique dans la cavité. Pour calculer le recouvrement de façon plus précise, j'ai simulé les modes d'une cavité contenant une hétérostructure sans dopage, pour obtenir la distribution du champ à l'énergie de résonance. Le recouvrement est donné par la formule suivante [107] :

$$f_w = \frac{\iiint_{V_{\text{Puits}}} |D_z|^2 dv}{\iiint_{\text{Mode}} |D|^2 dv} \quad (3.4)$$

où  $\vec{D}$  est le champ de déplacement électrique.

Un exemple d'application de cette formule est montré dans la Figure 3.17. Dans le panneau a), on voit un schéma du système simulé : une couche d'*InGaAs* de 148nm entourée de deux couches d'*InAlAs* de 36nm. Les graphiques de la Figure 3.17.b montrent comment sont réparties les deux composantes du champ dans la cavité, à l'énergie de la résonance.  $E_z$  est principalement concentré dans la couche dopée, mais aussi dans les barrières et dans l'air. Sur la carte de  $E_x$ , on voit deux maxima aux extrémités du métal supérieur. Cette partie du champ est propre à la cavité, et entre donc dans le facteur de normalisation au dénominateur de l'Équation 3.4. On distingue aussi, dans la carte du champ de  $E_x$ , l'onde incidente sur la structure. Cette dernière ne doit évidemment pas apparaître dans le calcul du recouvrement.



**Figure 3.17.:** Calcul numérique du recouvrement. a) Système étudié. b) Cartes de champs à l'énergie du mode fondamental ( $E_c = 118\text{meV}$ ) pour une simulation avec les paramètres suivants :  $s = 1.2\mu\text{m}$ ,  $o = 2\mu\text{m}$ ,  $w = 220\text{nm}$ , et  $\theta = 00^\circ$ . On voit le mode de cavité (majoritairement polarisé selon  $z$ , légèrement selon  $x$ ), ainsi que l'onde incidente polarisée selon  $x$ . c) Différentes zones d'intégration pour le calcul.

On décompose donc le champ du mode de cavité selon ses deux composantes :

$$f_w = \frac{\iiint_{V_{Puits}} |D_z|^2 dv}{\iiint_{V_{Tot}} |D_z|^2 dv + \iiint_{Mode} |D_x|^2 dv}$$

où  $V_{Puits}$  et  $V_{Tot}$  sont respectivement les volumes des puits quantiques et le volume total de la “boite”, représentés sur la Figure 3.17. Il est à noter que l’or est exclu de  $V_{Tot}$ . Le maillage est en effet trop grossier dans le métal, et ajouter sa contribution fait diverger le calcul. On sait par ailleurs que la pénétration du champ dans le métal est très faible. On peut donc l’exclure du calcul.

Il ne reste plus qu’à exprimer la partie du mode de cavité selon  $x$ , en excluant l’onde incidente. Pour ce faire, on peut diviser l’espace au dessus de la cavité en deux boîtes d’une demie longueur d’onde de hauteur, comme explicité sur la Figure 3.17.c. La première boîte contient une partie du mode de cavité et l’onde incidente. La deuxième ne contient que l’onde incidente. Soustraire l’intégration du champ sur ces deux volumes permet d’isoler la contribution du mode de cavité selon  $x$ . On obtient alors :

$$f_w = \frac{\iiint_{V_{Puits}} |D_z|^2 dv}{\iiint_{V_{Tot}} |D_z|^2 dv + \iiint_{V_{Semicon}} |D_x|^2 dv + \iiint_{V_{Air1}} |D_x|^2 dv - \iiint_{V_{Air2}} |D_x|^2 dv} \quad (3.5)$$

où  $V_{Semicon}$  est le volume de semiconducteur, et  $V_{Air1}$  et  $V_{Air2}$  sont les deux boîtes d’air.

L’inconvénient de ce calcul est qu’il nécessite de connaître à l’avance l’énergie de résonance du mode de cavité pour définir la taille des boîtes. Une bonne alternative consiste à négliger  $D_x$  dans l’air. Il est en effet faible par rapport à  $D_x$  dans le semiconducteur, à cause de la forte constante diélectrique de ce dernier (environ 11). De plus, dans le semiconducteur,  $D_x$  est faible devant  $D_z$ , ce qui justifie d’autant plus cette approximation. Pour simplifier les simulations, on utilise la formule approximée du recouvrement :

$$f_w \approx \frac{\iiint_{V_{Puits}} |D_z|^2 dv}{\iiint_{V_{Tot}} |D_z|^2 dv + \iiint_{V_{Semicon}} |D_x|^2 dv} \quad (3.6)$$

### 3.3.2. Choix de l’Echantillon

D’après les résultats du paragraphe précédent, on peut optimiser le recouvrement entre le mode de cavité et l’excitation électronique en utilisant une couche très fortement dopée, comme celle de l’échantillon PQL-4, étudié dans le chapitre 2. D’autre part, j’ai démontré que l’absorption de cet échantillon présente une unique résonance

$f_{wG}$	$f_w$ approximé (Équation 3.5)	$f_w$ (Équation 3.6)
0.617	0.525	0.524

**Table 3.2.:** Différents calculs du recouvrement pour l'échantillon CUF-1.

étroite, correspondante à un mode de Berreman, avec une contribution plasma de  $C_P \approx 1$ . Pour observer le régime de couplage ultra-fort, j'ai donc choisi de coupler un mode de Berreman à un mode de cavité double métal.

J'appellerai par la suite l'échantillon ainsi conçu CUF-1 (Couplage Ultra-Fort - 1). Comme montré dans la fiche de croissance correspondante, en Annexe E, l'échantillon est composé d'une couche d'*InGaAs* de 148nm fortement dopée ( $\sim 8 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ ) entourée de deux couches d'*InAlAs* de 36nm. Les deux extrémités de l'échantillon sont protégées par une fine couche d'*InGaAs* pour empêcher l'oxydation de l'échantillon. La couche d'*InGaAs* inférieure sert aussi de couche d'arrêt pour le retrait de substrat. Le tout, d'une épaisseur de  $w = 240 \text{nm}$ , est épitaxié sur un substrat de phosphure d'indium non dopé. Les résultats obtenus en utilisant les différentes formules du recouvrement (Équation 3.3, Équation 3.5 et Équation 3.6) sont comparés dans le Tableau 3.2. Dans le cas des calculs numériques, le recouvrement a été estimé pour une cavité en résonance avec le mode de Berreman. On remarque que le recouvrement géométrique est surestimé, mais donne un ordre de grandeur acceptable. On voit aussi que l'approximation conduisant à l'Équation 3.6 est vérifiée.

On peut constater que le recouvrement est suffisamment grand pour observer le régime de couplage ultra-fort :

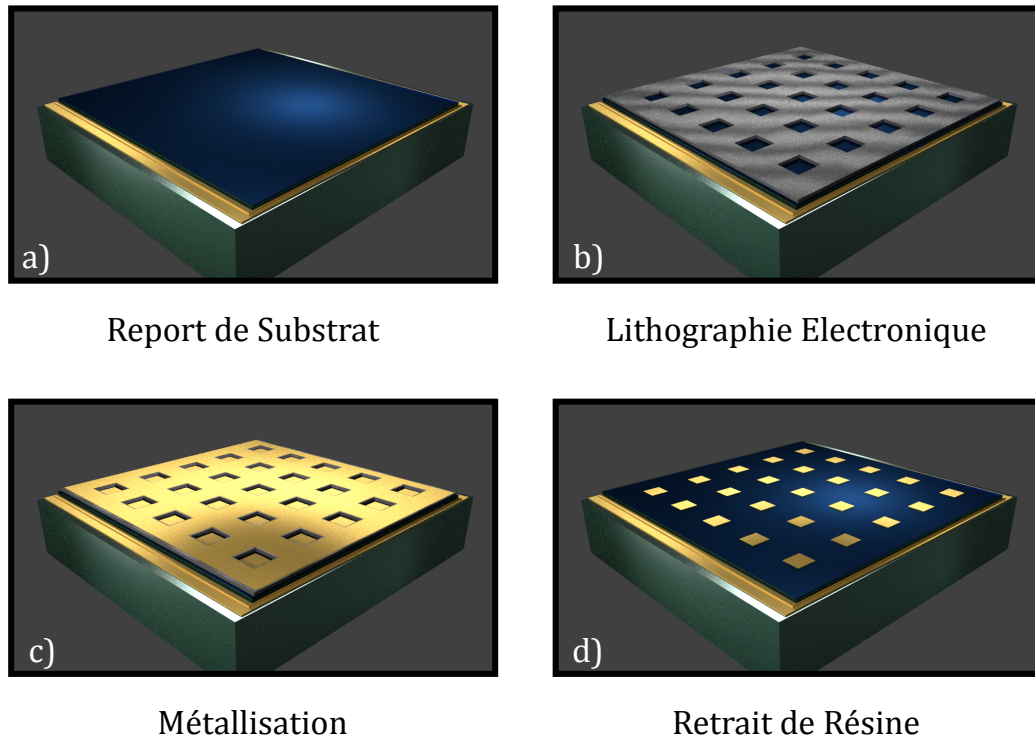
$$\frac{E_R}{E_{exc}} = \sqrt{C_P f_w} = 0.72$$

La fabrication du réseau de cavités double métal s'est déroulée selon les étapes suivantes, résumées par la Figure 3.18 :

**Préparation** L'échantillon est clivé, puis nettoyé à l'aide de solvants (acétone puis isopropanol). Il est ensuite plongé 15s dans de l'acide fluorhydrique pur pour se débarrasser des derniers polluants ou des couches d'oxydes qui auraient pu se former en surface.

**Métallisation du plan d'or** Les premières couches de l'échantillon (environ 5nm) sont ensuite pulvérisées à l'aide d'un canon à argon. Cela prépare la surface aux dépôts de 10nm de titane et 500nm d'or qui sont ensuite réalisés. Le titane





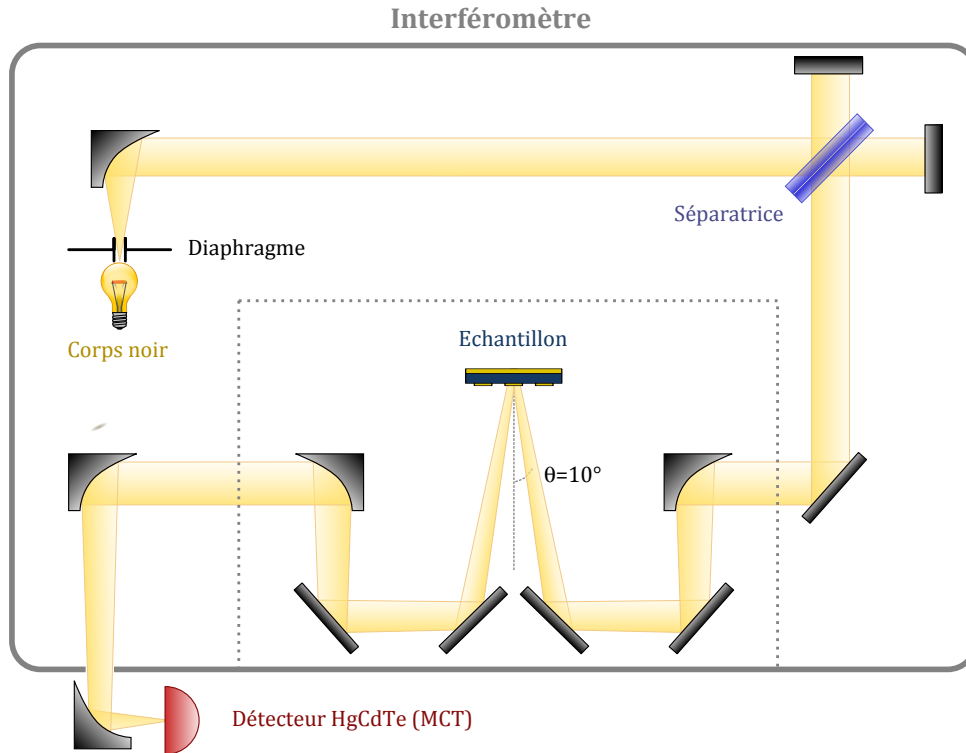
**Figure 3.18.:** Les différentes étapes de la fabrication de l'échantillon CUF-1.

sert de couche d'accroche à l'or. Le dépôt est en même temps réalisé sur un substrat d'arséniure de gallium.

**Report de substrat** - Figure 3.18.a - L'échantillon est alors collé avec de la résine époxyde sur le substrat de GaAs, puis le substrat de croissance est gravé chimiquement. Ces deux étapes sont détaillées dans la section 3.2.

**Lithographie du réseau** - Figure 3.18.b - L'échantillon est ensuite enduit d'une couche fine (environ 350nm) de polyméthacrylate de méthyle (PMMA), sur lequel on réalise une lithographie électronique. Les motifs dessinés sont des réseaux de cavités carrées sur une surface totale de  $800\mu\text{m} \times 800\mu\text{m}$ . Les cavités ont des tailles allant de  $s = 0.65\mu\text{m}$  à  $s = 8\mu\text{m}$ . L'ouverture entre les carrés reste constante :  $o = 2\mu\text{m}$ . J'ai choisi des motifs carrés pour cet échantillon pour ne pas avoir de conditions sur la polarisation incidente.

**Métallisation du réseau** - Figure 3.18.c&d - Une fine couche de métal composée de 2nm de titane et de 50nm d'or est ensuite évaporée sur la résine et dans les motifs. Il ne reste plus qu'à retirer cette dernière avec le surplus d'or. Le



**Figure 3.19.:** Montage expérimental pour les mesures de réflectivité.

retrait de résine est délicat, à cause de la taille des motifs les plus fins et de la faible épaisseur du PMMA. Chauffer l'acétone à  $50^\circ$  permet d'accélérer la dissolution de la résine, et souffler sur l'échantillon avec une pipette permet d'arracher le métal superflu assez délicatement.

#### 3.3.3. Mesures de Réflectivité

Pour sonder les états propres d'un réseau de cavités double métal, couplées à un mode de Berreman, on peut mesurer le spectre de réflectivité du système pour des cavités de différentes tailles  $s$ . On obtient alors les énergies des modes polaritoniques pour différentes énergies du mode de cavité. Cela permet de tracer la dispersion des polaritons.

##### Montage Expérimental

Le montage permettant la mesure de spectres de réflectivité est représenté sur la Figure 3.19. La source est le corps noir interne à l'interféromètre (lampe GLOBALAR). Le faisceau est focalisé sur l'échantillon à l'aide d'un jeu de miroirs fourni par le

constructeur de l'interféromètre (en pointillé sur la Figure), avec un angle  $\theta = 10^\circ$ . Le faisceau est ensuite recollimaté, avant d'être focalisé sur un détecteur externe à l'interféromètre. Pour s'assurer que le faisceau réfléchi provient uniquement du réseau de cavités qu'on souhaite mesurer, on place un cache en papier sur l'échantillon, ne laissant apparent que le réseau. Le faisceau est ensuite focalisé sur un détecteur, qui dépend de la gamme de longueurs d'onde à mesurer. Pour le moyen infrarouge, j'ai utilisé un MCT, et pour le THz, un bolomètre.

On utilise comme référence un miroir d'or, pour s'affranchir de la dépendance spectrale de la source, du détecteur, et des optiques utilisés. Le rapport entre ce spectre de référence et celui mesuré sur l'échantillon permet d'obtenir uniquement les caractéristiques spectrales de ce dernier.

### Spectres de Réflectivité à Température Ambiante

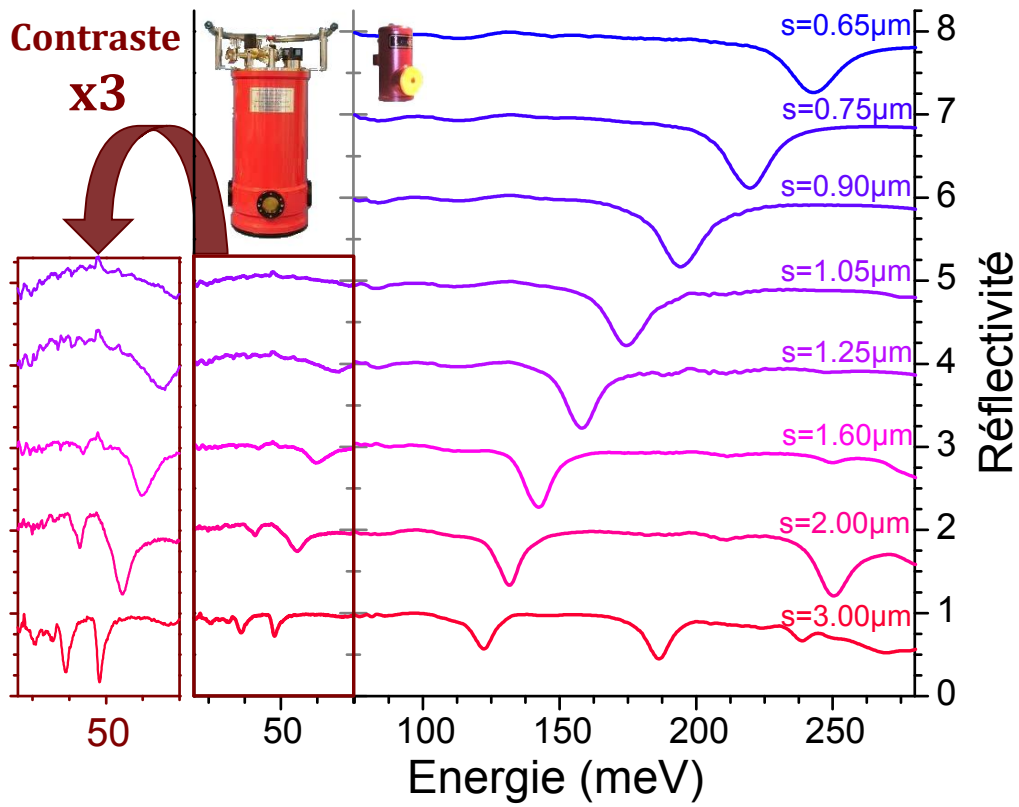
La Figure 3.20 présente un ensemble de spectres mesurés pour plusieurs tailles  $s$  de cavité. Le premier point notable est que ces spectres présentent des résonances sur une gamme de 20 à 250 meV. En d'autres termes, ils vont du moyen infrarouge jusqu'au domaine THz. Pour réaliser des spectres sur une gamme aussi étendue, il a fallu utiliser deux détecteurs différents (MCT et bolomètre). Les deux spectres obtenus ont ensuite été juxtaposés, sans aucune correction. On remarque que la ligne sur laquelle apparaissent les résonances est plate pour tous les spectres. Cela implique que la procédure de normalisation des spectres a été particulièrement soignée.

Les spectres montrés dans la Figure 3.20 présentent un grand nombre de résonances, chacune correspondant à un mode propre du système. Pour  $s = 0.65 \mu\text{m}$ , on n'observe qu'un minimum de réflectivité. Celui-ci se décale vers le rouge à mesure que la cavité s'élargit. À partir de la cavité de largeur  $s = 1.05 \mu\text{m}$ , un second minimum apparaît à plus faible énergie, et se décale lui aussi vers le rouge quand  $s$  augmente. Ces deux résonances correspondent aux états polaritoniques supérieur et inférieur. Le fait que le mode de basse énergie ne soit pas toujours visible est lié à son coefficient de Hopfield (voir chapitre 1). En effet, la partie photonique de ce mode est particulièrement faible quand le désaccord entre la cavité et le mode de Berreman est très important ( $s$  petit). Il ne devient visible que quand sa partie photonique n'est plus négligeable, ce qui arrive à mesure que  $s$  augmente.

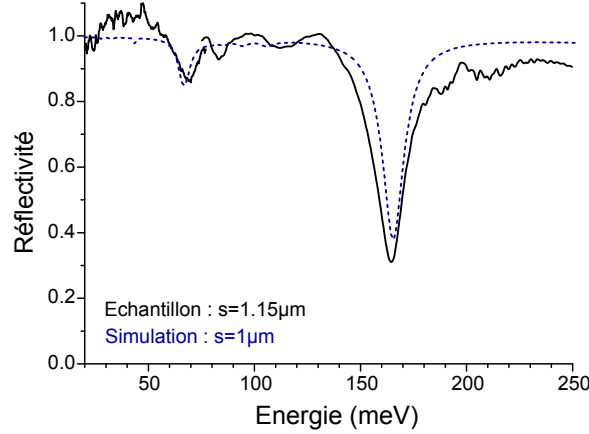
Pour les cavités de largeur  $s > 1.6 \mu\text{m}$ , on voit apparaître d'autres résonances à plus basse énergie que le polariton inférieur. Elles sont dues au couplage avec les phonons optiques. Comme les couches sont constituées de matériaux ternaires, de nombreux phonons, à différentes énergies, peuvent interagir avec les polaritons [84]. Cette interaction n'existe que quand l'un des modes polaritoniques est proche de la bande interdite phononique<sup>6</sup> des matériaux, entre 27 et 45 meV.

---

6. Aussi appelée Reststrahlen band. C'est un domaine d'énergie où la propagation d'une onde



**Figure 3.20.:** Panel de spectres expérimentaux mesurés sur des cavités de tailles  $s$  différentes. Le panneau de droite montre des mesures dans le moyen infrarouge. Le panneau central montre les spectres de ces mêmes réseaux dans l'infrarouge lointain et le THz. Le panneau de gauche présente ces mêmes spectres, avec un contraste multiplié par trois, pour une meilleure lisibilité.



**Figure 3.21.:** Comparaison d'un spectre mesuré (trait plein) et simulé (pointillé), pour une taille  $s$  de cavité fixée.

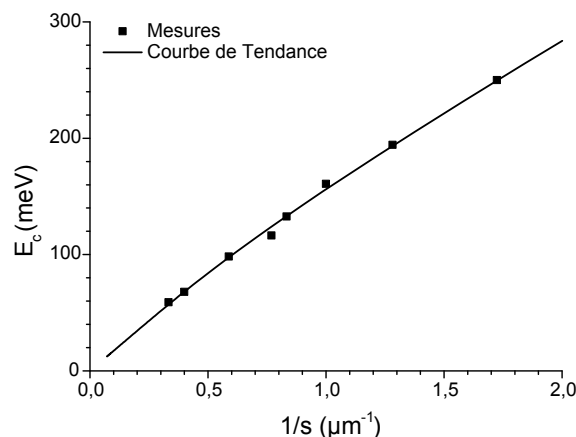
On voit aussi apparaître d'autres résonances à plus haute énergie que le polariton supérieur pour les deux cavités les plus larges. Celui avec le plus grand contraste, à  $\sim 190\text{meV}$  pour  $s = 3\mu\text{m}$ , provient du couplage entre le mode d'ordre 3 de la cavité double métal et le mode de Berreman. Le second, à  $\sim 240\text{meV}$ , provient de la diffraction, comme expliqué dans la sous-section 3.1.3. L'étude détaillée de ces modes [77, 98] sort du cadre de ce travail.

Pour mieux mettre en évidence les résonances dans le THz, la partie gauche de la Figure 3.20 présente un agrandissement des spectres, dans lequel le contraste a été multiplié par trois. On remarque tout de même que, malgré le faible contraste des résonances, le rapport signal à bruit reste bon. Ce faible contraste est dû à une mauvaise adaptation de la cavité optique à ces fréquences. En effet, nous avons vu dans la sous-section 3.1.3 que les structures fines ( $w$  faible) sont adaptées au moyen infrarouge, tandis que les structures plus épaisses ( $w$  grand), au domaine THz. Cette cavité, avec une épaisseur de  $w = 240\text{nm}$  aura un contraste optimal pour des énergies comprises entre 75 et 300meV. Le polariton inférieur est repoussé à des énergies très faibles, à cause de l'intensité du couplage. Ainsi, l'épaisseur de la cavité n'est plus adaptée à sa longueur d'onde. Il sera montré par la suite (voir section 4.2) comment pallier à ce problème.

Les spectres de réflectivité ont été simulés en utilisant le modèle présenté dans la section 3.1. La prise en compte du couplage à la matière dans la simulation est obtenue grâce à la permittivité diélectrique complexe de la couche dopée. La Figure 3.21 montre un spectre mesuré et la simulation correspondante. On remarque que, comme prévu par l'analyse des simulations en deux et trois dimensions (voir

---

électromagnétique est impossible dans le matériau massif.



**Figure 3.22.:** Energie du mode fondamental de la cavité en fonction de la largeur  $s$  mesurée sur l'échantillon témoin, avec des cavités d'épaisseur  $w = 252\text{nm}$ . Mesures réalisées par Chéryl FEUILLET-PALMA.

sous-section 3.1.4), il a été nécessaire de simuler une cavité en ruban de largeur  $s$  légèrement plus petite que la taille réelle de la cavité carrée de l'échantillon. Le contraste et la position des deux modes polaritoniques sont très bien reproduits par la simulation.

### 3.3.4. Dispersion Polaritonique

Pour tracer la dispersion des polaritons à partir des spectres mesurés, il faut connaître l'énergie des différents modes de cavités en fonction de la taille  $s$ . Pour cela, on peut procéder de différentes manières. Il est possible de simuler le mode de cavité à l'aide d'une simulation en trois dimensions et en ayant mesuré précisément (au microscope électronique à balayage, par exemple) la largeur  $s$  et l'ouverture  $o$  de chaque cavité. Une autre méthode consiste à réaliser la même fabrication de cavités double métal sur un échantillon identique, mais avec une couche non dopée. Cela permet de mesurer le spectre de réflectivité des mêmes cavités sans le couplage à la matière. Il est important que les paramètres de fabrication soient identiques si on veut assimiler les cavités réalisées sur cet échantillon témoin avec celle de l'échantillon réel. Si les cavités ne sont pas identiques, cet échantillon témoin permet tout de même d'obtenir le comportement  $E_c = f(s)$  de ces cavités.

Dans le cas de ce travail, je disposais de mesures réalisées sur des cavités carrées contenant une structure très similaire à celle de l'échantillon CUF-1. Elles ont été utilisées pour des mesures publiées dans le cadre de la démonstration du plasmon multi-sousbande [54]. J'ai donc utilisé ces dernières, présentées sur la Figure 3.22,

relatives à une cavité d'épaisseur  $w = 252\text{nm}$ <sup>7</sup>. Cette courbe m'a permis de faire le lien entre les tailles des cavités et l'énergie de leur mode fondamental. Il a alors été possible de tracer l'énergie des différents minima de réflectivité en fonction de l'énergie du mode. Cet ensemble de points donne la dispersion polaritonique, présentée dans la Figure 3.23.

Les points représentent les mesures expérimentales. Chaque point correspond à un minimum sur un spectre de réflectivité, et les points qui sont sur la même verticale proviennent du même spectre. On voit se dessiner les deux courbes correspondantes aux modes polaritoniques, séparés par une bande interdite plasmonique<sup>8</sup>, comme le prévoit le modèle théorique (voir section 1.5). Il est à noter que le polariton inférieur pénètre la bande interdite phononique et la traverse. En faisant cela, ce mode se couple avec les phonons optiques du système, ce qui donne lieu à d'autres anti-croisements dans la bande interdite du matériau. C'est ce couplage qui crée les résonances de plus basse énergie visibles sur la Figure 3.20.

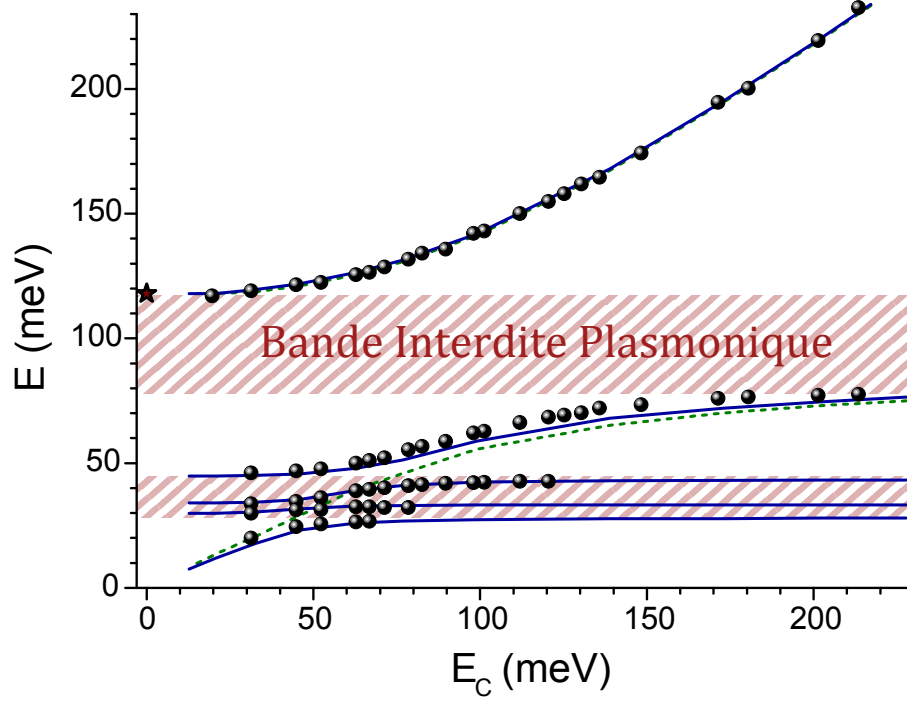
La dispersion mesurée est comparée, dans la Figure 3.23, aux simulations numériques, représentées par les lignes. Pour simuler la dispersion, il faut faire correspondre, à chaque spectre simulé, un spectre de la cavité sans dopage. Cela permet de mettre en relation l'énergie des modes polaritoniques avec l'énergie du mode de cavité.

Les courbes bleues correspondent au modèle numérique décrit plus haut, alors que les vertes ont été obtenues avec un modèle où les phonons ont été supprimés des indices optiques des matériaux. On voit que la courbe bleue décrit très fidèlement le comportement de chacun des modes du système, même dans la bande interdite phononique. Il est notable que ces résultats aient été obtenus sans aucune modification sur l'énergie des phonons ou sur leur largeur (voir section 2.1) dans le calcul de l'indice optique. La courbe verte est superposée à la bleue pour le polariton supérieur (les phonons n'influent pas sur ce mode). En revanche, le polariton inférieur de ce système traverse sans altération la bande interdite du matériau. Cette simulation permet de mettre en évidence la dispersion obtenue par le couplage entre la cavité et le mode de Berreman uniquement.

Pour extraire l'énergie de Rabi  $E_R$  de la dispersion, plusieurs choix sont offerts. La solution la plus souvent retenue est la mesure de la différence d'énergie minimale entre les deux branches polaritoniques, comme décrit théoriquement en section 1.5. Le problème est que, dans ce cas, les phonons perturbent le polariton inférieur. En effet, le point où la différence d'énergie est minimale se trouve dans la bande interdite du matériau. La solution utilisée pour ces mesures est de prendre l'asymptote infé-

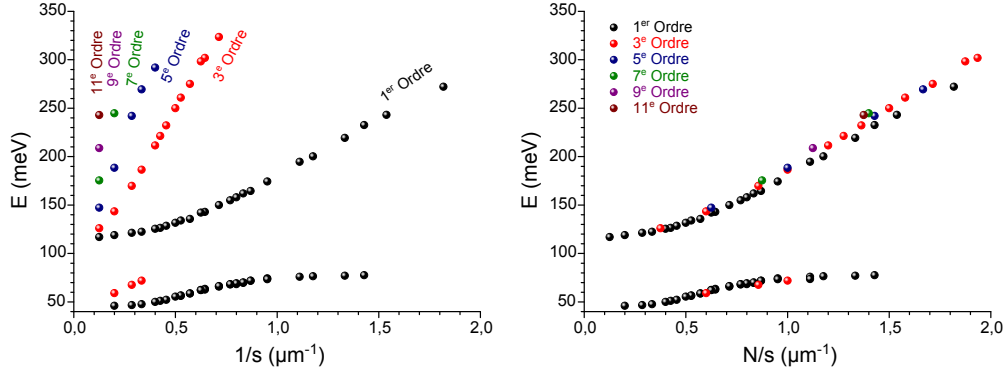
7. Cette épaisseur est très proche de celle de l'échantillon étudié ici ( $w = 240\text{nm}$ ). L'influence de cette différence sur l'énergie des modes sera donc négligée.

8. Appelée ainsi car son apparition est due au couplage avec le plasmon dans la couche dopée.



**Figure 3.23.:** Dispersion du système couplé. Les points correspondent aux mesures (à température ambiante), les traits pleins bleus aux simulations, et les traits pointillés verts aux simulations sans phonons.





**Figure 3.24.:** Dispersion mesurée de l'ensemble des modes du système couplé. La couleur des points correspond à l'ordre du mode couplé. A gauche, ces modes sont représentés en fonction de l'inverse de la taille  $s$  de la cavité qui les supporte. A droite, l'abscisse est renormalisée par l'ordre de chaque mode.

rieure de la bande interdite plasmonique pour en déduire  $E_R$  (voir Équation 1.23). En effet, cette asymptote est assez loin des phonons pour pouvoir négliger leur impact. Le problème de cette mesure est qu'il est difficile d'estimer précisément la position de l'asymptote, et que cette erreur se reporte sur la valeur de l'énergie de Rabi. Pour cette dernière, l'erreur est estimée à  $\pm 2.5\text{meV}$ . On obtient ainsi :

$$E_R = 86.7\text{meV}$$

Cette valeur peut être comparée à celle obtenue par un ajustement de la courbe simulée sans phonons, qui permet d'obtenir une valeur de l'énergie de Rabi identique. Le système que j'ai obtenu a donc une énergie de Rabi extrêmement élevée. C'était, au moment de sa publication [67], la plus haute valeur obtenue avec une excitation électronique dans le moyen infrarouge. Le couplage relatif

$$\frac{E_R}{E_{exc}} = 73\%$$

est aussi particulièrement important, comme le démontre l'étude de la littérature présentée dans la section 1.6. C'était la plus grande force de couplage publiée pour un système à température ambiante.

Une telle énergie de Rabi relative permet notamment d'observer le couplage lumière-matière entre l'excitation électronique et plusieurs modes de la cavité double métal. En effet, la dispersion présentée en Figure 3.23 ne montre que les modes polaritoniques associés au couplage avec le mode d'ordre 1 de la cavité. Or, comme il a été vu au début de ce chapitre, une cavité de largeur  $s$  confine plusieurs ordres de

modes, de longueur d'onde  $\lambda = 2n_{eff}s/N$ , où  $N$  est l'ordre du mode et  $n_{eff}$  est l'indice effectif du mode<sup>9</sup>. Les spectres de réflectivité effectués à  $\theta = 10^\circ$  permettent observer tous les modes impaires des cavités couplées à la matière. Ainsi, la Figure 3.24 montre, à gauche, l'énergie de l'ensemble des modes observés dans les spectres de réflectivités (à l'exception de ceux dus à la diffraction) en fonction de l'inverse de la largeur  $s$  de la cavité correspondante. Les points noirs sont identiques à ceux montrés dans la Figure 3.23. Ils représentent la dispersion du polariton d'ordre 1. On voit clairement se dessiner d'autres courbes, formées par les modes d'ordres 3 et 5. Pour le premier, on distingue même des modes sous la bande interdite plasmonique, attribués au polariton inférieur, dans le cas des cavités de taille  $s$  les plus élevés. Pour celle-ci, des modes associés aux ordres 7, 9 et 11 sont visibles, mais le faible nombre de points ne permet pas de dégager de tendance.

Pour comparer les dispersions de ces modes, il faut tenir compte de leur ordre ( $E_c \propto N/s$ ). Le panneau de droite de la Figure 3.24 montre ces mêmes points tracés en fonction de  $N/s$ . On voit que la renormalisation des abscisses rabat l'ensemble des modes observés le long de la dispersion du polariton d'ordre 1 (qui reste inchangée entre les deux représentations). Tous ces modes sont donc créés par le même couplage lumière-matière que le polariton d'ordre 1, car ils suivent la même dispersion. On remarque par ailleurs, le long de la branche polaritonique supérieure, que plus l'ordre des modes polaritoniques augmente, plus leur énergie est décalée vers le bleu. Cette variation est due à la dépendance en longueur d'onde de l'indice effectif du mode de cavité ( $n_{eff}(\lambda)$ ) qui a été négligée dans ce raisonnement.

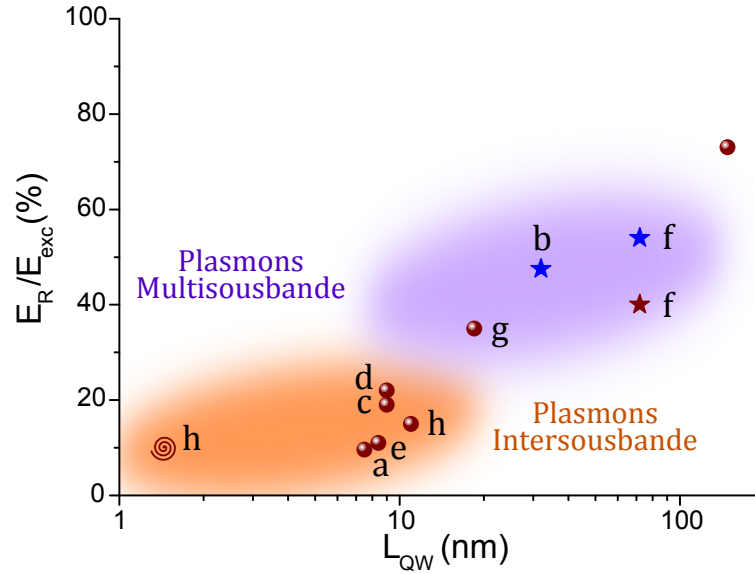
#### 3.3.5. Comparaison avec la Littérature

Pour replacer le résultat obtenu ici dans le contexte de la littérature, je propose un récapitulatif des différentes valeurs de couplage reportées au cours des années dans le domaine des transitions intersousbandes. Ces valeurs sont tracées dans la Figure 3.25, en fonction de la largeur du puits quantique utilisé. Il a en effet été montré dans le chapitre 2 (voir Figure 2.7) que cette grandeur est reliée à la composante plasma  $C_P$  de l'excitation électronique supportée par le puits. Il a par ailleurs été vu que le couplage relatif est proportionnel à  $C_P$ .

Plusieurs plages de longueurs d'onde de l'excitation électronique sont considérées, ainsi que plusieurs températures de fonctionnement. On remarque que les couplages les plus élevés ont été atteints dans le domaine THz, et qu'ils diminuent à mesure qu'on passe au moyen, puis au proche infrarouge. C'est dû à la largeur typique des puits utilisés (et donc à  $C_P$ ). On note aussi que les systèmes refroidis à des températures cryogéniques présentent un couplage plus élevé. C'est particulièrement visible pour les points f, extraits de la même référence, pour lesquels le même système est mesuré à température ambiante et à froid.

---

9. Dans le cas général, celui-ci dépend de  $\lambda$  et de  $N$ .

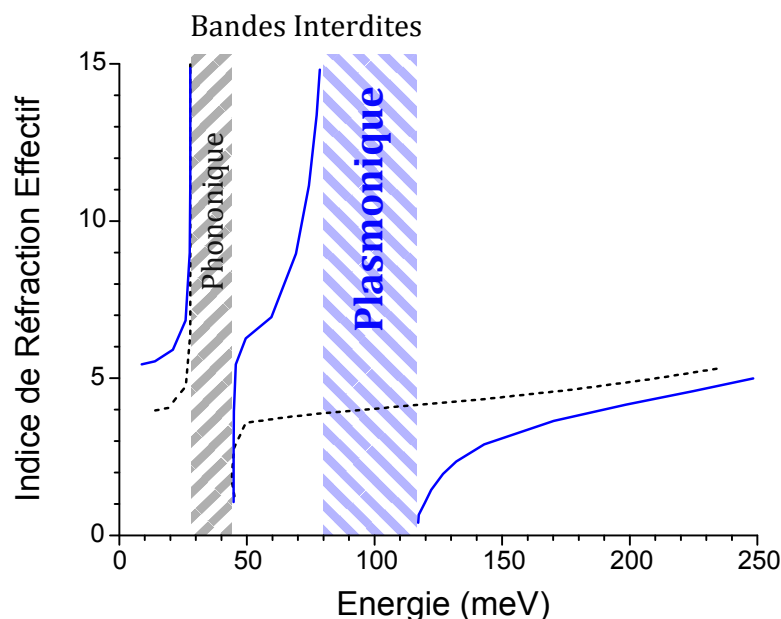


**Figure 3.25.:** Intensités de couplage reportées dans la littérature. Les points représentent des systèmes dont l'excitation électronique est dans le moyen infrarouge, les étoiles dans le THz, et la spirale dans le proche infrarouge. Les symboles rouges correspondent à des mesures à températures ambiantes, et les bleus à 4K. Les références dont sont extraits ces résultats sont : a)[108], b)[63], c)[57], d)[37], e)[109], f)[58], g)[54], h)[110]. Le point sans référence correspond à l'échantillon présenté dans ce chapitre.

On voit apparaître dans la Figure 3.25 deux régions distinctes. La première (orange) rassemble tous les systèmes dans lesquels une unique sousbande est occupée. On remarque que les forces de couplage atteintes restent relativement faibles ( $< 25\%$ ). La seconde zone (violette) présente les résultats obtenus avec des systèmes électroniques présentant une réponse optique collective liée à plusieurs sousbandes occupées. Les couplages atteints par ces systèmes sont nettement plus importants, et dépassent les 50%. Le point lié à l'échantillon décrit ici, représentant l'utilisation d'un mode de Berreman dans le couplage lumière-matière, présente un couplage encore plus important.

### 3.3.6. Métamatériaux Polaritoniques

Une autre manière de considérer la dispersion présentée sur la Figure 3.23 est de calculer l'indice optique effectif de la cavité pour chaque mode. En effet, l'Équation 3.1 montre un lien entre l'indice effectif d'un mode, sa longueur d'onde, et la largeur  $s$  de la cavité qui le supporte. Si on reprend la simulation de la dispersion polaritonique



**Figure 3.26.:** Simulation de l'indice effectif des modes polaritoniques (bleu). Il est comparé à l'indice effectif d'une cavité contenant la même hétérostructure, mais sans dopage dans le puits (noir, pointillé).

(courbe bleue de la Figure 3.23), et qu'on l'exprime en termes d'indice effectif plutôt que via l'énergie des modes, on obtient la courbe bleue de la Figure 3.26. Cette courbe présente deux bandes interdites, à l'intérieur desquelles l'indice optique n'est pas défini. Celle de plus basse énergie est liée au couplage entre le mode de cavité et les phonons, et celle de haute énergie, au couplage avec le mode de Berreman. Pour comparaison, la Figure 3.26 présente aussi l'indice effectif des mêmes cavités contenant une couche semiconductrice non dopée (en pointillé noir). Cette courbe présente l'indice effectif naturel de ce système. La courbe bleue montre donc un indice effectif modifié par le couplage ultra-fort.

La possibilité de modifier l'indice optique par une ingénierie du système est à rapprocher du domaine des métamatériaux [111, 112]. En effet, la caractéristique de ces derniers est l'obtention d'une modification importante de la permittivité optique à grande échelle, par sa structuration à l'échelle sub-longueur d'onde [6]. Dans le cas de l'échantillon CUF-1, cette structuration s'effectue au travers de la fabrication de la cavité double métal, et du dopage. La conséquence de celle-ci est l'apparition d'une bande interdite. Ainsi, un échantillon composé de cavités de tailles  $s$  différentes et suffisamment proches (plutôt que des réseaux de cavités de taille unique) présenterait la dispersion tracée en bleu dans la Figure 3.26.

Ce système est une application directe du couplage ultra-fort : un métamatériau

qui offre une grande marge de manœuvre pour l'ingénierie de l'indice optique effectif. On peut en effet modifier la bande interdite plasmonique en jouant sur le dopage et le recouvrement avec le mode de cavité. Le premier modifiera l'énergie maximale de la bande, l'autre sa largeur. De plus, grâce aux propriétés optiques des cavités double métal carrées, la bande interdite est indépendante de la polarisation de la lumière incidente.

## Conclusions

J'ai démontré expérimentalement le régime de couplage ultra-fort entre un mode de Berreman et un mode de cavité double métal. Ce travail a fait l'objet d'une publication dans la revue *New Journal of Physics* [67]. La dispersion polaritonique est caractérisée par une énergie de Rabi de 87meV, correspondant à 73% de l'énergie de l'excitation électronique. Une bande interdite plasmonique, d'une largeur de 40meV, sépare les deux branches polaritoniques. L'apparition de celle-ci est la signature d'une forte modification de l'indice effectif de la cavité, due au couplage ultra-fort avec le mode de Berreman.

L'intensité élevée du couplage est à l'origine de l'observation de résonances dans le domaine THz à partir d'une excitation électronique dans le moyen infrarouge. Toutefois, ces résonances montrent un contraste beaucoup plus faible que celles dans le moyen infrarouge, pour les mêmes coefficients de Hopfield. En effet, les propriétés géométriques des cavités utilisées ne sont pas adaptées au confinement de ces longueurs d'onde.

Dans la suite, je montrerai comment il est possible d'adresser ce problème en modifiant la géométrie de la cavité. Je discuterai aussi des possibilités d'optimisation du couplage lumière-matière dans ce système, permettant des modifications toujours plus importantes de l'indice optique effectif des cavités, ainsi que l'observation de résonances à des fréquences très faibles, sans modification de l'excitation électronique.

---

Chapitre

4

# Ingénierie de Cavités THz par Couplage Ultra-Fort

Le chapitre précédent démontre que le couplage ultra-fort peut être utilisé pour modifier l'indice optique effectif de microcavités dans l'infrarouge lointain et moyen. Cette modification est liée à celle, localisée et brutale, de l'indice optique du semiconducteur fortement dopé. Cette dernière est tellement importante que les propriétés optiques de ces couches sont intermédiaires entre celles des diélectriques (à haute fréquence) et des métaux (à basse fréquence). Ce constat explique les faibles contrastes observés pour le polariton inférieur dans le chapitre précédent, car le champ électrique pénètre faiblement dans les couches métalliques (théorème de Gauss). Ce chapitre présente une géométrie de cavité optimisée pour l'observation d'un mode polaritonique THz de fort contraste, à partir d'une excitation électronique dans le moyen infrarouge. Je montrerai que, grâce aux propriétés du couplage ultra-fort, cette cavité est très sub-longueur d'onde.

Le chapitre commence par l'étude du recouvrement entre le mode de cavité et les électrons, ainsi que par celle du contraste du polariton inférieur. La fabrication de l'échantillon est ensuite détaillée, avant de présenter les résultats expérimentaux de cette optimisation.



## 4.1. Optimisation du Recouvrement

L'échantillon introduit dans le chapitre 3 présente une énergie de Rabi très importante, ainsi que le couplage lumière-matière relatif le plus fort atteint à température ambiante, tous systèmes confondus. Cependant, cette valeur de couplage n'est pas la plus grande atteignable avec un tel système. En effet, le recouvrement entre le mode de cavité et le mode de Berreman peut encore être optimisé, par ingénierie de la cavité.

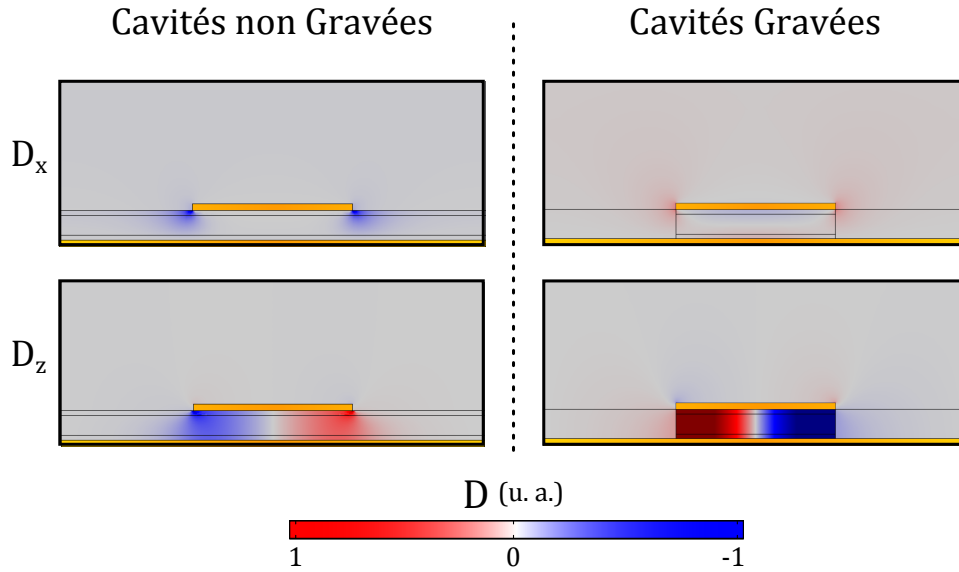
### 4.1.1. Cavités Gravées

Le recouvrement entre la cavité et les électrons est lié à la capacité de la cavité à confiner le mode optique dans le diélectrique. En effet, tout le champ présent en dehors de la cavité - dans l'air autour des angles du métal, par exemple - est perdu en ce qui concerne le couplage à la matière. Pour augmenter le recouvrement, on veut donc rendre la cavité plus confinante. Pour cela, on peut imaginer changer la géométrie de la cavité, ou changer tout à fait de cavité.

Dans le but de conserver un système comparable et d'en étudier les limites, j'ai préféré continuer à utiliser les cavités double métal présentées dans le chapitre précédent. Pour augmenter le confinement de ces cavités, il est possible de graver le semiconducteur qui se trouve en dehors des motifs métalliques, comme déjà vu dans la section 3.1. Cette gravure entraîne une augmentation du désaccord d'impédance entre la cavité et l'extérieur.

Pour illustrer comment la gravure modifie le confinement électromagnétique, la Figure 4.1 présente une simulation du champ de déplacement électrique dans les directions  $x$  et  $z$ , pour les deux géométries (gravée et non gravée). En effet, c'est ce champ qui apparait dans l'expression du recouvrement (voir Équation 3.4), car il est continu aux interfaces considérées ici, contrairement au champ électrique. Cela en fait la grandeur la plus adaptée pour constater l'effet de la gravure sur le recouvrement.

On voit tout d'abord que le mode de cavité n'est présent que dans le semiconducteur, et est négligeable dans l'air. C'est lié à la forte différence de permittivité entre les deux matériaux. Deux points majeurs différencient les deux géométries. Dans le cas de la cavité non gravée, la composante du champ selon  $x$  pénètre partiellement dans le semiconducteur. Ce n'est pas le cas pour une structure gravée. La conséquence directe de cette observation est que la composante  $D_x$  n'a pas d'impact sur le recouvrement dans le cas de la cavité gravée. Par ailleurs, pour la composante  $D_z$ , le mode de cavité d'une structure non gravée se constitue à partir des angles du métal supérieur. Ces deux pôles sont des maxima du champ, et celui-ci décroît vers le plan d'or inférieur. Dans une cavité gravée, en revanche, le champ est quasiment uniforme. De plus, ce mode est assez fuyant pour une cavité non gravée, alors qu'il



**Figure 4.1.:** Carte de champ des deux géométries de cavité à l'énergie du mode fondamental. L'échelle de couleur est identique sur toutes les cartes. Les paramètres géométriques de cette cavité sont :  $s = 1.2\mu\text{m}$ ,  $o = 2\mu\text{m}$ ,  $w = 220\text{nm}$  et  $\theta = 00^\circ$ .

est fortement confiné dans le semiconducteur dans le cas contraire.

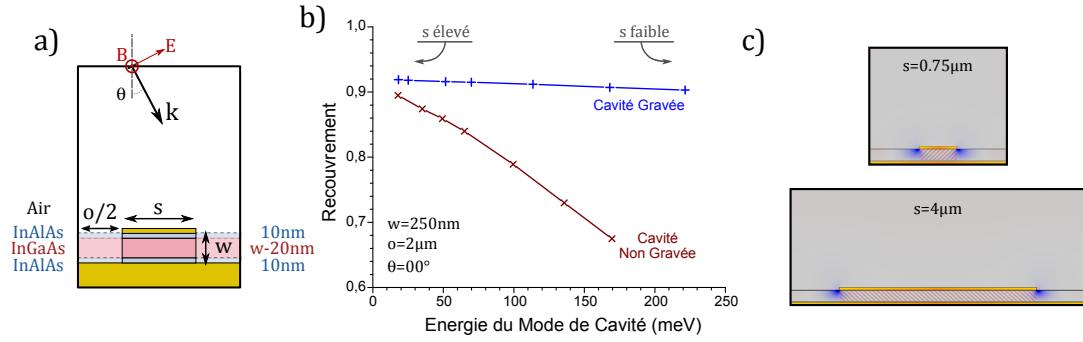
Il semble donc que la gravure puisse améliorer le recouvrement du mode avec la couche semiconductrice. Pour le vérifier, j'ai réalisé une étude exhaustive de l'impact sur le recouvrement des différents paramètres géométriques, comparant les cavités gravées et non gravées.

### La Taille $s$ du Ruban

La géométrie utilisée pour les simulations est schématisée dans la Figure 4.2.a. La structure simulée est composée d'une couche d'*InGaAs* centrale, occupant la majeure partie de la cavité, et entourée de fines couches d'*InAlAs*. La Figure 4.2.b montre le recouvrement entre le mode fondamental d'une cavité et la couche centrale, pour des cavités, gravées ou non, de taille  $s$  différentes, et tracé en fonction de l'énergie du mode fondamental correspondant. Cette représentation permet d'inclure la différence d'indice effectif créée par la gravure (voir sous-section 3.1.4).

La courbe marron de la Figure 4.2.b présente le recouvrement dans le cas où la cavité n'est pas gravée. On voit que, dans ce cas, le recouvrement décroît de manière importante quand l'énergie du mode de cavité augmente. On a donc ici un recouvrement variable  $f_w(E_c)$ , qui est maximal pour les faibles énergies. La courbe





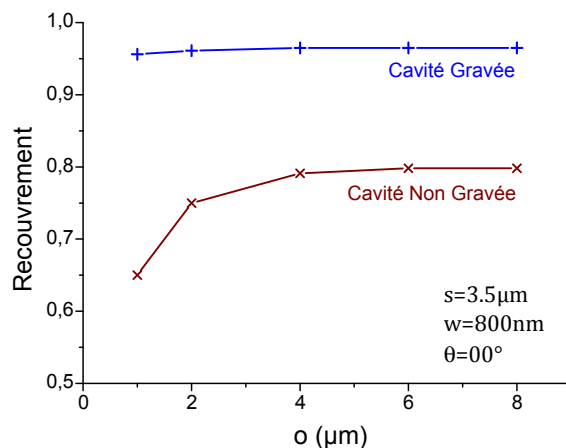
**Figure 4.2.:** a) Système simulé. b) Simulation du recouvrement, en fonction de l'énergie du mode de cavité, pour des cavités de largeur  $s$  variable. La courbe bleue présente les simulations pour les cavités gravées, et la marron pour les non gravées. c) Cartes du champ de déplacement électrique  $D_x$  du mode fondamental de deux cavités non gravées, pour  $s = 0.75$  et  $4\mu\text{m}$ .

bleue représente le cas d'une cavité gravée. On remarque que son recouvrement avec la couche d'*InGaAs* est presque constant, pour toute énergie du mode de la cavité. Cette observation indique que cette géométrie offre un confinement du mode indépendant de la taille  $s$  de la cavité. D'autre part, le recouvrement calculé pour une cavité gravée est toujours supérieur à celui obtenu dans le cas d'une cavité non gravée.

La Figure 4.2.c montre la répartition du champ de déplacement électrique selon  $x$  à l'énergie du mode fondamental, pour deux cavités non gravées de taille  $s$  très différentes. On voit que le volume effectif des deux lobes est environ constant d'une taille à l'autre. En revanche, le volume effectif du mode (schématisé par les hachures roses) varie grandement. La fraction du mode contenue dans la direction  $x$  est donc plus importante dans le cas de la cavité de petite largeur  $s$ , relativement au volume total du mode. La petite cavité est donc plus fuyante, ce qui a pour effet une chute importante du recouvrement, et explique la décroissance observée pour les cavités non gravées. Ce phénomène n'apparaît pas dans le cas des cavités gravées, car les composantes du champ de déplacement selon  $x$  et  $y$  sont négligeables.

### L'Ouverture $o$ et l'Angle d'Incidence $\theta$

La Figure 4.3 montre l'impact sur le recouvrement de l'ouverture  $o$  entre les cavités, pour les deux géométries. Dans le cas des cavités non gravées, le recouvrement diminue légèrement quand l'ouverture devient trop faible. Cela témoigne d'une perte de confinement du mode lorsque les cavités sont trop proches les unes des autres. Cette perte est liée aux effets de bords présents aux angles du métal, qui impactent la cavité voisine si elle n'est pas suffisamment éloignée. Pour les cavités gravées, au contraire, le recouvrement est constant, quelle que soit l'ouverture considérée. Cela



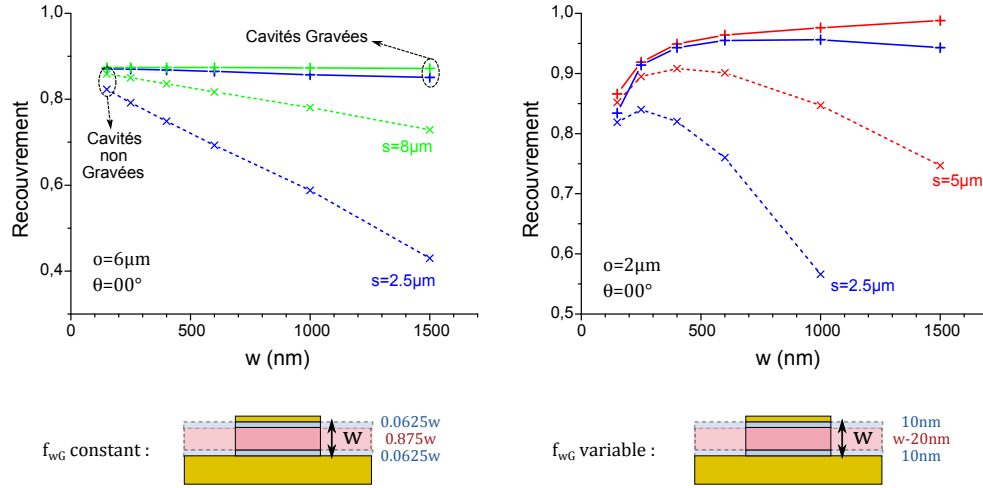
**Figure 4.3.:** Simulation du recouvrement pour des cavités d'ouverture  $o$  variable. La courbe bleue présente les simulations pour les cavités gravées, et la marron pour les non gravées.

implique que le gain de confinement apporté par la gravure diminue fortement le couplage entre cavités adjacentes. Ces résultats sont généralisables à toutes valeurs de  $s$  et de  $w$ .

Comme il a été discuté dans la section 3.1, une augmentation de l'angle d'incidence  $\theta$  a un effet analogue sur le mode de cavité à une diminution de  $o$ . Une augmentation de  $\theta$  cause donc une diminution du recouvrement. On préférera donc optimiser nos structures pour des mesures à faible angle d'incidence ( $\theta = 10^\circ$ , par exemple), et limiter les valeurs de  $o$  à  $o > 2\mu\text{m}$ .

### L'Épaisseur $w$

La Figure 4.4 présente le lien entre l'épaisseur  $w$  de la cavité et le recouvrement de deux manières différentes. La première consiste à épaissir la cavité, en épaississant chaque couche. De cette manière, le recouvrement géométrique reste constant. Les différences qu'on pourra observer sur le recouvrement simulé seront donc uniquement dues à l'effet de l'épaississement sur le confinement de la cavité. C'est la situation qui est présentée dans le panneau de gauche de la Figure 4.4. On voit que le recouvrement est presque constant dans le cas des structures gravées. Cela implique que, pour cette gamme de paramètres, l'épaisseur n'a pas, ou peu, d'influence sur le confinement du champ. On devine une très légère décroissance dans le cas de la cavité de plus petite taille  $s$ . Cela laisse supposer qu'en fonction de la longueur d'onde du mode fondamental, l'épaisseur peut commencer à avoir un impact. En revanche, pour les cavités non gravées, on observe une décroissance quasi linéaire. Cette tendance démontre une perte de confinement liée à l'augmentation

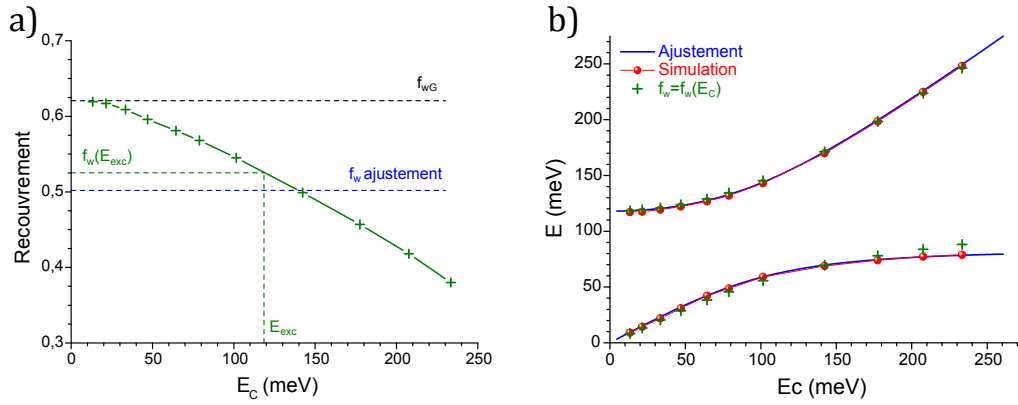


**Figure 4.4.:** Simulation du recouvrement pour des cavités de différentes épaisseurs  $w$ . Deux façons d'augmenter  $w$  sont présentées : en conservant, ou non, le recouvrement géométrique  $f_{wG}$ . Les cavités gravées sont en trait plein, les non gravées, en pointillé.

de l'épaisseur. Le recouvrement diminue plus vite pour la cavité de plus petite taille.

Les courbes présentées dans le panneau de droite de la Figure 4.4 ont été obtenues en fixant l'épaisseur des couches d'*InAlAs* à 10nm. L'épaississement de la structure peut alors être un moyen de faire baisser l'importance relative de ces barrières, en faisant tendre le recouvrement géométrique  $f_{wG}$  vers 1. Dans ce cas, le recouvrement des structures gravées augmente avec  $w$ , et donc avec  $f_{wG}$ . Un comportement différent est observé pour les cavités non gravées. Dans leur cas, l'augmentation du recouvrement avec  $w$  est visible seulement pour des épaisseurs faibles. Dès que l'épaisseur augmente, cette tendance est compensée par le faible confinement du mode, et le recouvrement total diminue.

Cette étude systématique en fonction des paramètres géométriques de la cavité permet de tirer plusieurs conclusions. Tout d'abord, le recouvrement dépend de la taille  $s$  d'une cavité, si elle n'est pas gravée. Ensuite, l'ouverture  $o$  ainsi que l'angle d'incidence  $\theta$  n'ont que peu d'impact, tant qu'ils restent dans une gamme de valeurs adéquates. Enfin, l'épaisseur  $w$  de la structure peut être utilisée pour atteindre un recouvrement géométrique unitaire. Une simulation d'une structure épaisse sans barrières permet de montrer que le recouvrement maximum atteignable est de  $f_{w\max} = 0.975$ . Cette valeur est limitée par les pertes du métal et est donc intrinsèque au type de cavité utilisé.

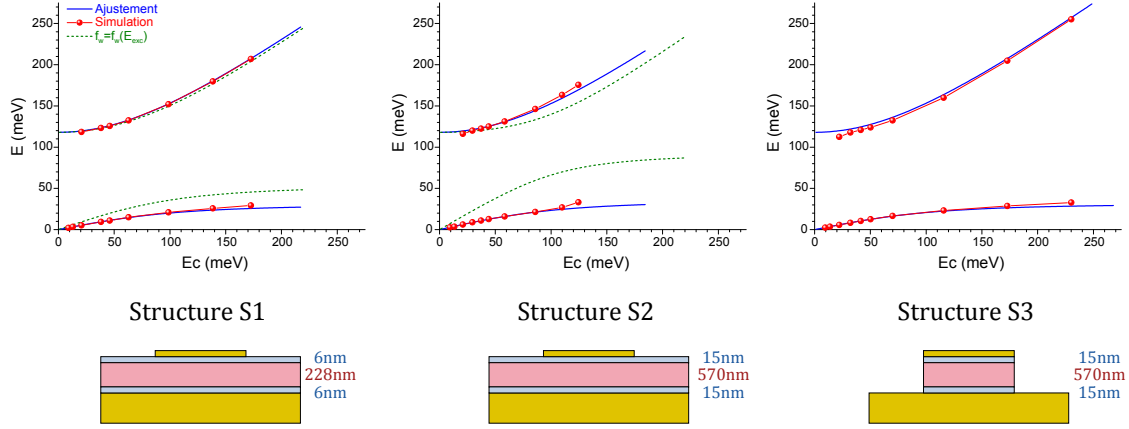


**Figure 4.5.:** a) Calcul du recouvrement pour la cavité de l'échantillon CUF-1. Sa valeur à la résonance est marquée par les pointillés verts. b) Dispersion simulée sans prendre en compte les phonons (points rouges). Cette dispersion est reproduite par un ajustement de l'Équation 1.21, avec la valeur de  $f_w$  reportée en bleu sur le graphique a). Les croix vertes correspondent à la dispersion utilisant le recouvrement variable présenté dans ce même graphique.

### 4.1.2. Intégrale de Recouvrement et Dispersion Polaritonique

Le recouvrement  $f_w$  apparaît dans l'expression de l'énergie de Rabi :  $E_R = E_P \sqrt{f_w}$ , et joue donc un rôle sur l'énergie des polaritons (Équation 1.21). L'ensemble des résultats présentés dans la littérature [63, 107, 57, 58] font appel à une valeur constante du recouvrement, estimée à la résonance (pour  $E_c = E_{exc}$ ). Or la sous-section précédente montre que, dans le cas général, celui-ci dépend de la taille  $s$  de la cavité considérée, et donc de l'énergie du mode de cavité :  $f_w(E_c)$ . Quand l'énergie de Rabi est importante comparée à celle de l'excitation électronique, l'énergie des modes polaritoniques peut varier beaucoup, comme observé dans le chapitre 3. Il n'est dès lors pas trivial d'affirmer que le recouvrement peut être considéré comme constant tout le long de la dispersion polaritonique, dans les deux géométries de cavités étudiées.

Pour illustrer ce point, j'ai réalisé une simulation sur la structure de l'échantillon CUF-1, présenté dans le chapitre 3. Pour simplifier son analyse, les phonons n'ont pas été inclus dans les indices optiques. Cela permet d'observer le couplage entre le mode fondamental de la cavité et l'excitation électronique uniquement. Le recouvrement a été calculé pour une couche d'*InGaAs* non dopée, tel que décrit dans la section 3.3. On peut voir les valeurs obtenues pour des modes de cavité d'énergie variable dans la Figure 4.5.a. On remarque que le recouvrement diminue quand l'énergie de la cavité augmente, comme il a déjà été constaté dans la Figure 4.2. Pour servir de repère, la valeur de celui-ci calculée à la résonance ( $E_c = E_{exc}$ ) est mise en valeur par les droites en pointillés verts. On note qu'elle se situe environ au milieu de



**Figure 4.6.:** Dispersions simulées pour trois structures différentes, faisant varier recouvrement, épaisseur et géométrie. Un ajustement de la dispersion est présenté, ainsi que la dispersion donnée par le recouvrement à la résonance (si elle est différente).

la courbe. Le recouvrement géométrique apparaît aussi dans la Figure 4.5.a (courbe noire). On remarque qu’il est supérieur à toutes les valeurs calculées, mais que ces dernières s’en rapprochent pour les faibles énergies.

Dans la Figure 4.5.b, j’ai tracé la dispersion calculée analytiquement en utilisant  $f_w = f_w(E_c)$  (croix vertes), ainsi que celle obtenue par la simulation numérique en introduisant l’indice de la couche dopée (points rouges, courbe “simulation”). On remarque que ces deux méthodes offrent un résultat très proche. De plus, la courbe simulée peut être reproduite par l’expression analytique en utilisant un recouvrement constant de  $f_w = 0.5$  (courbe bleue, “ajustement”), ce qui est une valeur très proche de  $f_w(E_{exc})$ . Ce résultat n’est toutefois pas généralisable lorsque  $f_w \rightarrow 1$ .

La Figure 4.6 présente le même type de simulations réalisées sur trois structures (appelées S1, S2 et S3), obtenues en faisant évoluer différents paramètres un par un en partant de la structure de l’échantillon CUF-1. La structure S1 est de même épaisseur que CUF-1, mais avec des couches d’*InAlAs* beaucoup plus fines, ce qui augmente  $f_{wG}$ . La structure S2 conserve cette valeur du recouvrement géométrique, tout en étant plus épaisse (donc plus fuyante). La dernière structure, S3, est identique à S2, si ce n’est qu’elle est gravée. L’indice de la couche dopée est identique pour toutes ces structures, les seules différences dans le système couplé proviennent donc de la cavité. Les phonons ont ici aussi été omis dans les indices optiques.

La Figure 4.6 présente les courbes “simulation” (en rouge) et “ajustement” (en bleu) correspondant à ces trois structures. Elle présente également la dispersion

<i>Structure</i>	$f_w$ <i>déduit de l'ajustement</i>	$f_w(E_{exc})$	$f_{wG}$
<i>S1</i>	0.94	0.80	0.95
<i>S2</i>	0.92	0.39	0.95
<i>S3</i>	0.94	0.94	0.95

**Table 4.1.:** Liste des recouvrements déduits et simulés pour les différentes structures.

donnée par le recouvrement calculé à résonance ( $f_w(E_c = E_{exc})$ ), pointillés verts). Les structures S1 et S2 montrent un désaccord grandissant entre la courbe verte et les simulations. Cette augmentation est causée, dans le premier cas, par celle de l'intensité du couplage (par le biais de  $f_{wG}$ ), et dans le second, par la diminution du confinement de la cavité (par une augmentation de  $w$ , voir Figure 4.4). Il est important de noter que, malgré ce désaccord, la dispersion simulée est toujours bien décrite par un recouvrement constant (courbe "ajustement"), même si la valeur de ce dernier est différente de  $f_w(E_{exc})$ . Le graphique de droite présente la dispersion de la structure S3. Il n'y a ici aucune différence entre la courbe "simulation" et la courbe verte : cette dernière est superposée à l'ajustement, et n'est pas représentée pour plus de lisibilité. En effet, il a été montré que  $f_w(E_c)$  est constant pour une cavité gravée.

Le Tableau 4.1 récapitule pour toutes les structures la valeur du recouvrement calculée à la résonance, celle obtenue par l'ajustement ainsi que, pour comparaison, la valeur de  $f_{wG}$ . On remarque que, pour les trois structures simulées ici, le recouvrement déduit de l'ajustement est proche du recouvrement géométrique.

L'analyse de ces simulations montre que le recouvrement permettant de reproduire les dispersions simulées peut être considéré comme constant. Dans le cas d'une cavité fortement confinante (comme les cavités gravées), on peut calculer le recouvrement à l'énergie de la résonance (ou à toute autre énergie) et en déduire la dispersion. Dans le cas d'une cavité fuyante (comme les cavités non gravées), ce raisonnement n'est plus valable. Cependant, si la force de couplage n'est pas trop importante, l'impact des variations du recouvrement sur la dispersion est négligeable, et la méthode reste applicable. Enfin, si le couplage est particulièrement fort dans une cavité fuyante, la dispersion peut encore être reproduite par un recouvrement constant, dont la valeur est proche du recouvrement géométrique  $f_{wG}$ .

## 4.2. Optimisation du Contraste du Polariton Inférieur

Comme expliqué au début de ce chapitre, on cherche à obtenir un polariton inférieur dans le domaine THz, à partir d'une excitation électronique dans le moyen

infrarouge, pour transférer dans le THz une fraction de la grande force d'oscillateur associée à ce mode. Cette opération nécessite non seulement d'atteindre un couplage relatif particulièrement élevée, via l'optimisation du recouvrement détaillée dans la section précédente, mais aussi d'être capable d'observer la branche polaritonique basse avec un bon contraste.

En effet, les spectres mesurés sur l'échantillon CUF-1 montrent qu'il est impossible d'observer de manière optimale les deux polaritons. Cet effet est lié à la grande différence de l'indice de la couche dopée aux énergies des deux polaritons. Celle-ci fait que les deux modes voient une cavité optique tout à fait différente. Cette cavité ne peut alors être optimisée que pour l'un des deux modes, comme on le verra au travers de la Figure 4.10. Dans le cas de l'échantillon CUF-1, elle l'était pour le polariton supérieur. Nous allons voir ici comment l'optimiser pour le polariton inférieur.

On s'intéressera à l'observation d'un polariton à environ 20 - 25meV. Pour que celui-ci soit le témoin d'un couplage ultra-fort lumière-matière, il est nécessaire que ses parties lumière et matière soient aussi équilibrées que possible (ce qui correspond à des coefficients de Hopfield autour de 0.5, compris entre 0.25 et 0.75 environ).

#### 4.2.1. Energie du Polariton et Coefficients de Hopfield

Les coefficients de Hopfield associés aux parties lumière ( $\alpha$ ) et matière ( $\beta$ ) du polariton inférieur sont donnés (voir chapitre 1, Équation 1.22) par :

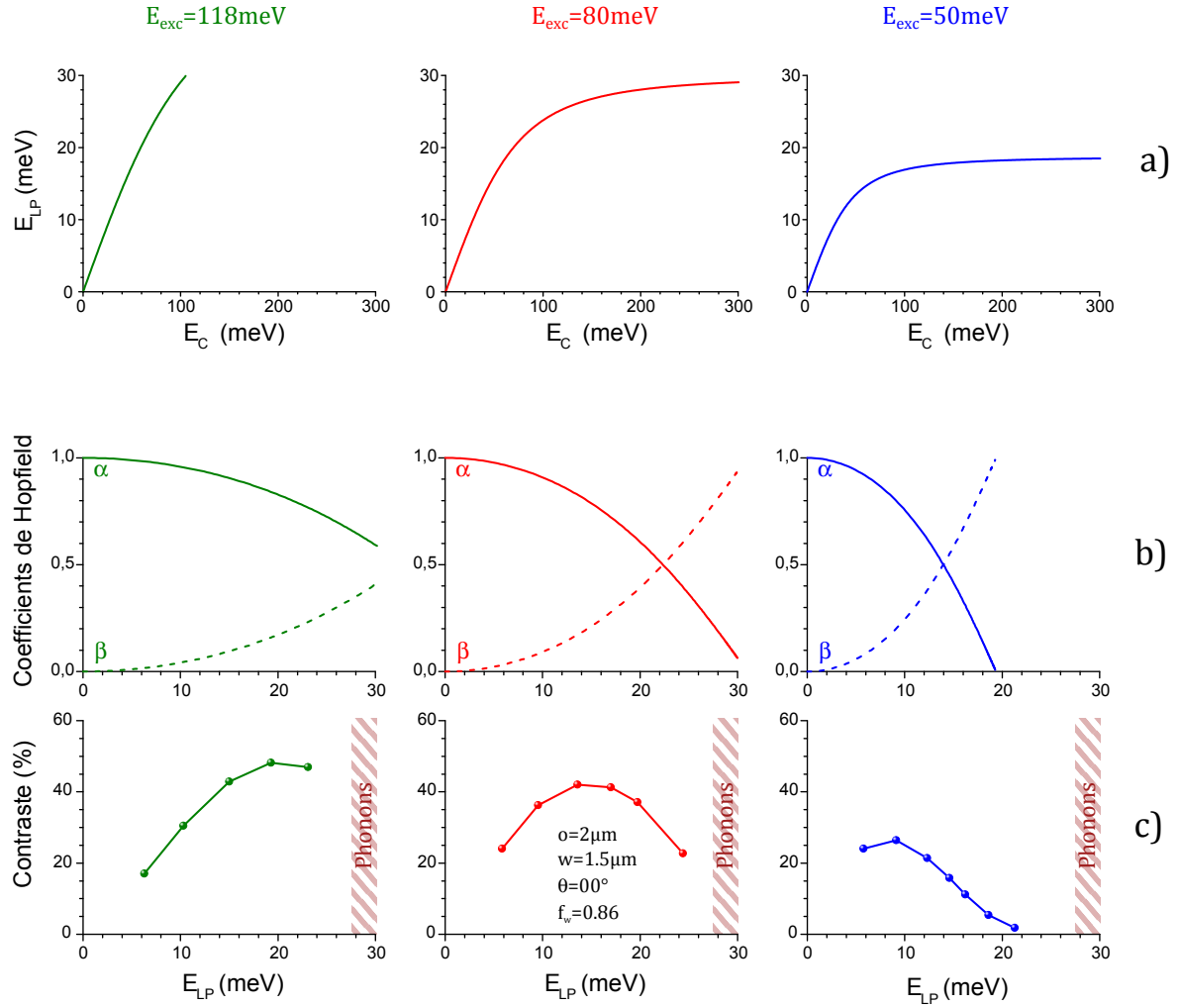
$$\begin{cases} \alpha_{UP} = \beta_{LP} = \frac{\delta E^2 + \sqrt{(\delta E^2)^2 + 4E_R^2 E_c^2}}{2\sqrt{(\delta E^2)^2 + 4E_R^2 E_c^2}} \\ \alpha_{LP} = \beta_{UP} = 1 - \alpha_{UP} \end{cases}$$

avec  $\delta E^2 = E_c^2 - E_{exc}^2$ .

Ils dépendent de l'énergie de Rabi, et donc de celle de l'excitation électronique (pour un mode de Berreman), ainsi que du recouvrement :  $E_R = E_{exc}\sqrt{f_w}$ . On va donc s'intéresser à la variation de ces deux paramètres, et à leur impact sur l'énergie du polariton inférieur, son contraste, et les coefficients de Hopfield correspondants.

#### Energie de l'Excitation Electronique

On considère tout d'abord une cavité gravée, caractérisée par  $f_w = 0.86$ . La Figure 4.7 montre l'évolution de la dispersion, du contraste, ainsi que les coefficients de Hopfield associés au polariton inférieur, pour différentes énergies de l'excitation électronique (déterminée par le dopage de la couche mince).



**Figure 4.7.:** a) Dispersion du polariton inférieur pour des modes de Berreman d'énergie de plasma variable. b) Coefficients de Hopfield du polariton inférieur en fonction de son énergie. Le coefficient associé à la partie lumière ( $\alpha$ ) est représenté en trait plein, et le coefficient matière ( $\beta$ ) en pointillé. c) Contraste du polariton inférieur en fonction de son énergie.



En passant de  $E_{exc} = 118\text{meV}$  (vert), à  $80\text{meV}$  (rouge), puis à  $50\text{meV}$  (bleu), on note d'importantes modifications dans la dispersion du polariton inférieur (auquel on s'intéresse ici), représentée dans la Figure 4.7.a. Plus l'énergie de l'excitation électronique est faible, plus faible est l'énergie du polariton inférieur. Ce constat est lié à la renormalisation des énergies des polaritons imposée par la modification de  $E_{exc}$  (voir Équation 1.21).

Les coefficients de Hopfield correspondant à ces trois systèmes sont présentés dans la Figure 4.7.b, en fonction de l'énergie du polariton inférieur. Le coefficient associé à la partie lumière ( $\alpha$ ) est représenté en trait plein, et le coefficient matière ( $\beta$ ) en pointillé. L'énergie à laquelle ces courbes se croisent, c'est-à-dire l'énergie du polariton inférieur à résonance, varie fortement d'une courbe à l'autre. Ce décalage témoigne aussi de la modification de la dispersion par celle de l'énergie du mode de Berreman.

Le panneau c) montre le contraste du polariton inférieur de ces trois systèmes couplés. On remarque, tout d'abord, que la valeur maximale atteinte par chacune de ces courbes varie, passant d'environ 50%, dans le cas de l'excitation de plus haute énergie, à 25% pour la plus faible. D'autre part, la courbe se décale vers les énergies les plus faibles, quand  $E_{exc}$  diminue. Ceci est dû aux variations dans la dispersion. La courbe rouge permet de distinguer deux phases dans l'évolution du contraste : il est croissant pour des énergies faibles, et décroissant pour des énergies plus élevées. Les courbes verte et bleue ne montrent que l'un de ces phénomènes. La décroissance observée à énergie élevée est liée à celle du coefficient lumière  $\alpha$ . En effet, moins le polariton est photonique, moins la résonance qui lui est associée est contrastée. La croissance observée pour de faibles énergies du polariton provient uniquement de la cavité double métal. Il a été vu dans le chapitre 3 que ces dernières offrent un contraste maximal pour une longueur d'onde donnée, fixée par ses paramètres géométriques. Ici, l'épaisseur  $w$  n'étant pas adaptée aux très faibles énergies, le contraste du mode, même purement photonique ( $\alpha = 1$ ) diminue pour celles-ci.

On peut comparer les deux graphiques b) et c) pour dégager un lien entre le contraste du polariton inférieur et ses coefficients de Hopfield. Si on fixe l'énergie pour laquelle le contraste est maximal, on s'aperçoit que le coefficient lumière est d'environ 80% dans les trois cas. Réciproquement, si on fixe l'énergie du polariton à la résonance (pour les deux courbes où elle apparaît), on s'aperçoit que le contraste correspondant est environ moitié plus faible que le maximum. On peut donc conclure que, lorsque tous les paramètres géométriques de la cavité sont fixés, changer l'énergie de l'excitation électronique permet de décaler le polariton inférieur (en modifiant son contraste), en même temps que les coefficients de Hopfield. Pour un recouvrement géométrique et une énergie du polariton inférieur fixés, on ne choisit donc l'énergie de l'excitation que par rapport aux coefficients de Hopfield que l'on souhaite obtenir, ce qui déterminera le contraste.

### Recouvrement Géométrique

On fixe ici l'énergie du mode de Berreman à  $E_{exc} = 118\text{meV}$ , pour s'intéresser à l'impact de la variation du recouvrement. Pour faire varier ce dernier, on se contentera de modifier l'épaisseur relative de la couche d'*InGaAs*, et donc le recouvrement géométrique  $f_{wG}$ . On étudiera les mêmes données que dans le cas précédent.

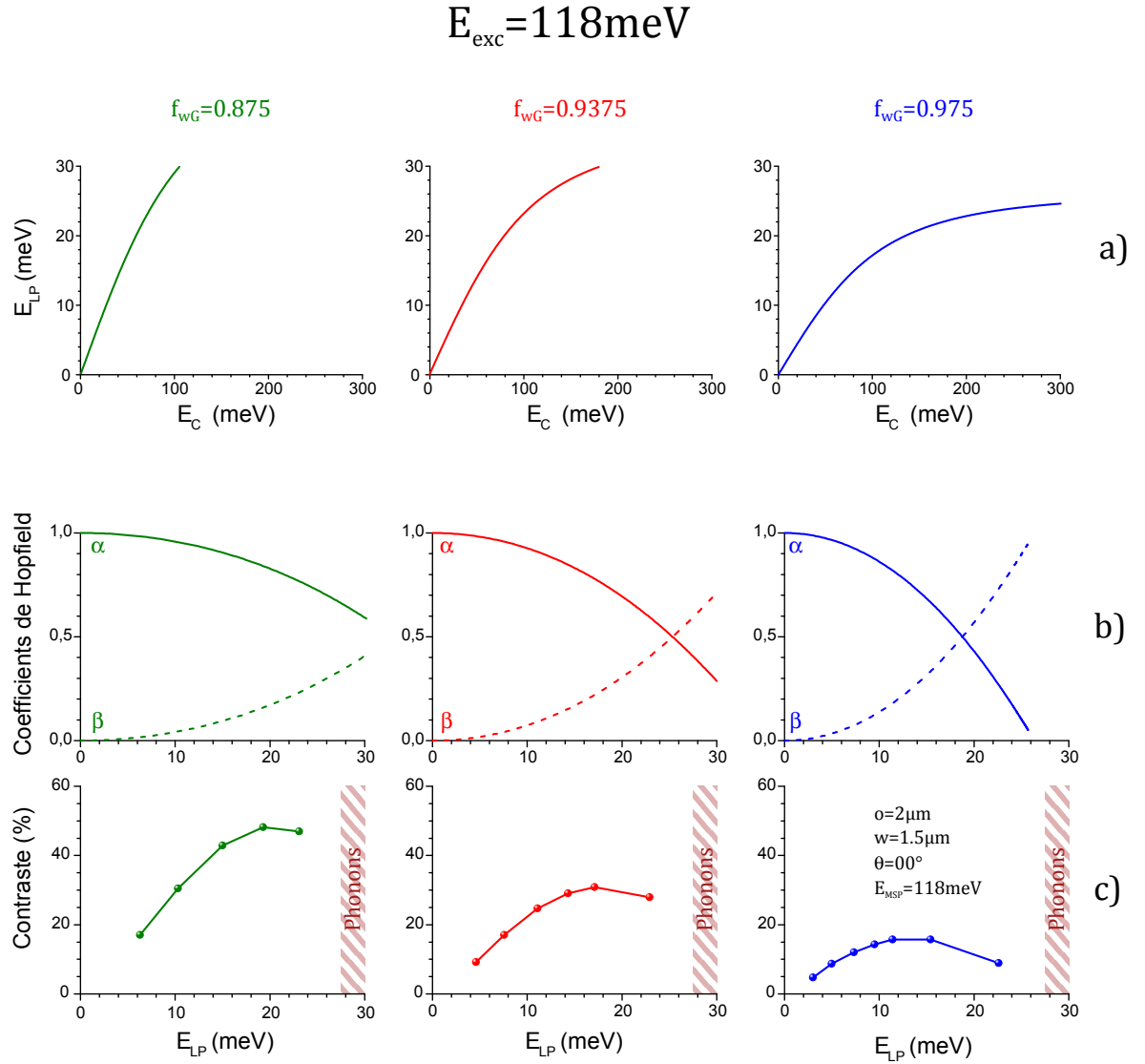
La Figure 4.8.a représente la dispersion du polariton inférieur associée à chaque système. On remarque que la modification de la branche polaritonique est moins marquée par la variation de  $f_w$  que par la modification de l'énergie de l'excitation électronique (voir paragraphe précédent).

Les trois graphiques de la Figure 4.8.b représentent les coefficients de Hopfield de ces trois systèmes. On voit que, d'un système à l'autre, ces coefficients varient grandement. Notamment, l'énergie du polariton inférieur à résonance (quand  $\alpha = \beta = 0.5$ ) diminue quand  $f_{wG}$  augmente. Cette modification est similaire à celle observée précédemment.

Les trois graphiques de la Figure 4.8.c montrent le contraste du polariton inférieur en fonction de son énergie, pour différents recouvrements géométriques. On voit que, quand  $f_{wG}$  augmente, le contraste maximal diminue, et passe de 50% pour la courbe verte, à 15% pour la courbe bleue. On remarque, ici aussi, que l'augmentation du recouvrement décale la courbe vers les faibles énergies, témoignage de la modification de la dispersion. Une différence majeure avec le cas étudié au travers de la Figure 4.7, est que la diminution du contraste est bien plus marquée par l'augmentation de  $f_{wG}$  que par la diminution de  $E_{exc}$ . Une explication de cette observation est apportée en Annexe C.

Il est possible de comparer les coefficients de Hopfield et le contraste du polariton à une énergie fixée. Si on considère l'énergie pour laquelle le contraste est maximum dans chacun des cas, on s'aperçoit que le coefficient de Hopfield correspondant varie d'un système à l'autre. Le coefficient lumière passe de 80%, dans le cas du recouvrement le plus faible, à 76%, puis à 73% pour le recouvrement le plus élevé. On voit que cette variation reste relativement faible. C'est dû au fait que le recouvrement ne varie que peu entre ces différents systèmes. Cette observation démontre que les coefficients de Hopfield ne sont pas fixés par rapport au contraste, comme dans le cas précédent. Une augmentation du recouvrement permet d'agrandir la plage d'énergie dans laquelle le polariton inférieur présente des coefficients de Hopfield équilibrés. Cependant, cette augmentation est négligeable quand la force de couplage est déjà très importante, comme ici.

En conclusion, deux paramètres influent à la fois sur le contraste et les coefficients de Hopfield : l'énergie du mode de Berreman, et le recouvrement géométrique. La comparaison de la Figure 4.7 et de la Figure 4.8 permet de conclure que le choix



**Figure 4.8.:** a) Dispersion du polariton inférieur pour des cavités de recouvrement géométrique  $f_{wG}$  variable, pour  $E_{exc} = 118 \text{ meV}$ . b) Coefficients de Hopfield du polariton inférieur en fonction de son énergie. Le coefficient associé à la partie lumière ( $\alpha$ ) est représenté en trait plein, et le coefficient matière ( $\beta$ ) en pointillé. c) Contraste du polariton inférieur en fonction de son énergie.

$f_{wG} = 0.875$  et  $E_{exc} = 118\text{meV}$  permet d'observer le polariton inférieur à l'énergie désirée ( $E_{LP} \approx 20\text{meV}$ ) avec une forte composante matière ( $\beta \approx 0.5$ ). Le couplage ultra-fort permet donc de transférer dans le domaine THz une fraction de la force d'oscillateur associée au mode de Berreman, jusqu'à une énergie environ 5 fois plus faible que celle de l'excitation électronique.

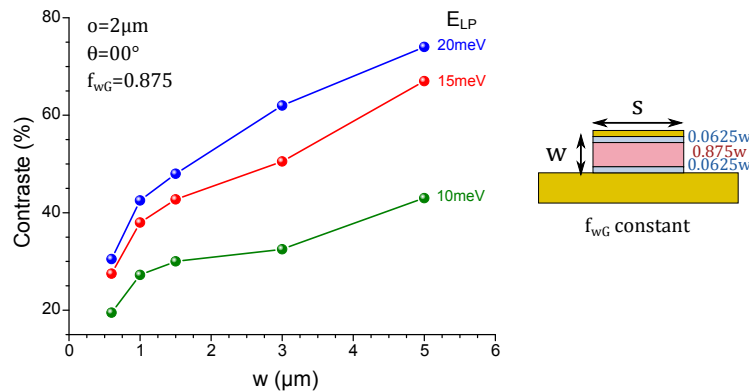
### 4.2.2. Optimisation de la Cavité

Maintenant qu'on a fixé les paramètres influant sur le couplage ( $E_{exc} = 118\text{meV}$  et  $f_{wG} = 0.875$ ), on s'intéresse aux paramètres purement géométriques de la cavité. Ces derniers permettent d'optimiser le contraste du polariton inférieur sans modification importante du système couplé.

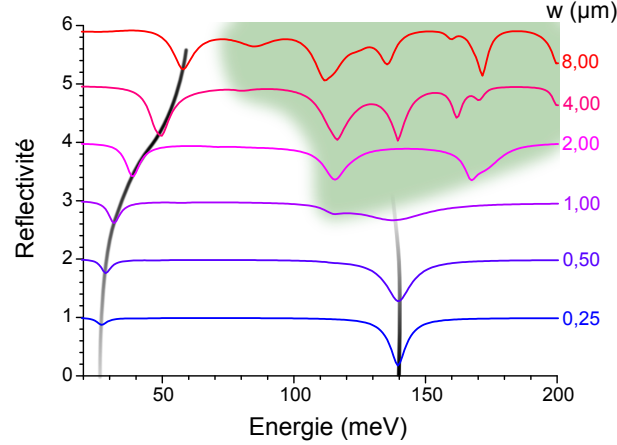
#### Epaisseur de la Cavité

Chercher à optimiser le contraste d'un mode polaritonique revient à optimiser la cavité pour ce mode. Il est donc possible d'utiliser les conclusions tirées sur les cavités double métal, présentées dans la première section du chapitre 3, notamment sur la dépendance du contraste avec  $w$ .

On voit sur la Figure 4.9 trois courbes représentant le contraste du polariton inférieur en fonction de l'épaisseur  $w$ , pour trois énergies différentes. On remarque que, dans les trois cas, plus la cavité est épaisse, plus le contraste est élevé. Dans la gamme de paramètres étudiés ici, cette tendance ne semble pas admettre de limite. Comme il a déjà été observé dans la sous-section précédente, le contraste associé au polariton inférieur décroît avec son énergie.



**Figure 4.9.:** Contraste du polariton inférieur en fonction de l'épaisseur  $w$  de la cavité, à  $f_{wG}$  constant. La largeur  $s$  de la cavité est adaptée pour que le polariton inférieur soit à une énergie fixée.



**Figure 4.10.:** Spectres de réflectivités simulés pour des structures ( $s = 2\mu\text{m}$  et  $o = 2\mu\text{m}$ ) d'épaisseur  $w$  croissante pour  $f_{wG} = 0.875$ . Les polaritons sont mis en évidence par les courbes noires. La zone verte correspond aux énergies pour lesquelles on observe d'autres modes.

L'analyse de la Figure 4.9 laisse penser que la structure idéale est donc très épaisse, et qu'on peut augmenter encore le contraste en augmentant  $w$  au-delà de  $5\mu\text{m}$ . Cependant, comme il a été vu dans le chapitre 3, les cavités double métal doivent rester suffisamment fines pour ne présenter que des modes  $TM_0$  aux longueurs d'onde d'intérêt. Si on épaissit trop la cavité, d'autres modes peuvent intervenir. Pour mettre en évidence ce phénomène, j'ai simulé les spectres de réflectivité de cavités d'épaisseurs différentes, dont le mode fondamental est couplé à un mode de Berreman, dans des conditions similaires à celle de la Figure 4.9, mais en négligeant les phonons. Ces spectres sont présentés dans la Figure 4.10. La courbe bleue correspond à la cavité la plus fine ( $w = 250\text{nm}$ ). Elle présente deux résonances, associées aux deux modes polaritoniques. On remarque que, dans ce cas, le contraste du polariton inférieur est très faible, et celui du polariton supérieur est assez proche de l'unité<sup>1</sup>.

L'évolution en énergie des modes polaritoniques est schématisée par les courbes noires. On voit que le contraste du polariton inférieur augmente grandement quand la cavité devient plus épaisse (voir Figure 4.9). On remarque aussi que son énergie augmente, ce qui témoigne d'une diminution de l'énergie de Rabi. Celle-ci est due à la légère diminution du recouvrement liée à l'épaississement (voir Figure 4.4). L'énergie du polariton supérieur n'est que très peu modifiée, mais son contraste chute très rapidement, au point de disparaître pour  $w = 2\mu\text{m}$ .

A partir de  $w = 1\mu\text{m}$ , et pour les cavités plus épaisses, on observe l'apparition

1. Comme c'était le cas pour les spectres mesurés sur l'échantillon CUF-1.

d'autres résonances (zone verte). Elles sont de plus en plus nombreuses et contrastées à mesure que  $w$  augmente. Ces résonances ont pu être attribuées au couplage entre le mode de Berreman et des modes de cavités  $TM_n$ , avec  $n \geq 1$ . Comme on peut l'observer ici, ces modes "parasites" limitent l'observation des modes polaritoniques, puisqu'ils masquent le polariton supérieur, dont le contraste est négligeable face à celui de ces modes. Enfin, ces modes apparaissent à des énergies de plus en plus faibles à mesure que  $w$  augmente. Ils peuvent donc aussi atteindre le polariton inférieur, pour des épaisseurs  $w$  encore plus élevées.

Pour limiter l'apparition de ces modes "parasites", la perte de recouvrement, ainsi que pour des raisons de fabrication, on se borne à une épaisseur maximale de  $w = 3\mu\text{m}$ . Une conséquence de ce choix est qu'il est impossible d'observer le polariton supérieur.

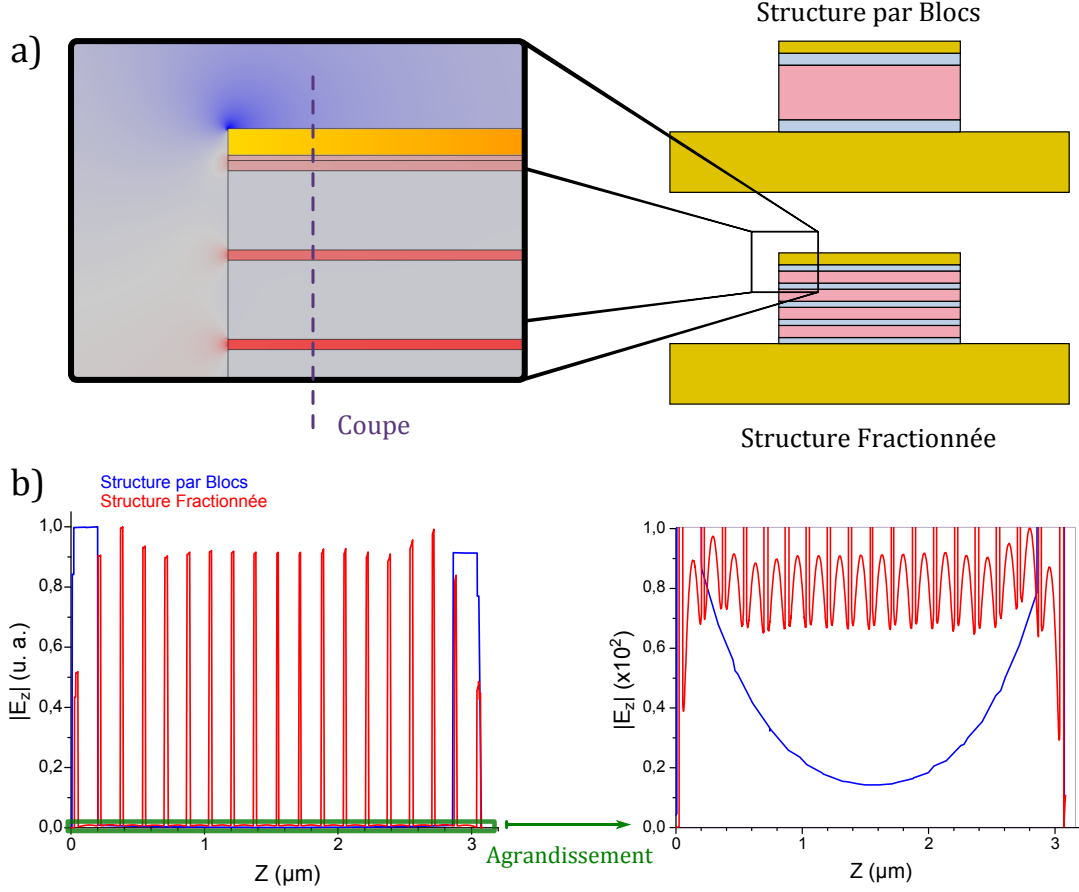
### Position des Couches Non Dopées

Les structures simulées précédemment sont toutes composées de trois blocs : deux couches d'*InAlAs* d'épaisseur variable, entourant la région d'*InGaAs* dopée. J'étudie ici la modification du contraste lorsque les blocs sont fractionnés, le diélectrique étant composé d'une succession de couches *InGaAs/InAlAs*, comme schématisé dans la Figure 4.11.a. J'ai considéré le cas d'une couche de 148nm d'*InGaAs* dopé, suivie de 20nm d'*InAlAs*, le tout répété dix-huit fois ( $w = 3.05\mu\text{m}$ ). La Figure 4.11.a montre aussi une simulation de la composante du champ électrique selon  $z$  à l'énergie du polariton inférieur, dans le cas d'une structure aux barrières fractionnées. On voit que le champ est contenu uniquement dans les couches non dopées d'*InAlAs*<sup>2</sup>. C'est une conséquence de la conservation du champ de déplacement  $\vec{D} = \epsilon\vec{E}$  à l'interface entre les différentes couches de la structure. En effet, le champ électrique est négligeable dans le métal, car la partie réelle de la permittivité diélectrique de ce dernier est très importante, et négative. De la même manière, à cette énergie, la couche dopée a une permittivité très négative (voire section 2.2). De ce fait, seules les couches d'*InAlAs* ont une permittivité proche de celle de l'air. C'est donc dans ces couches que le champ électrique va se concentrer.

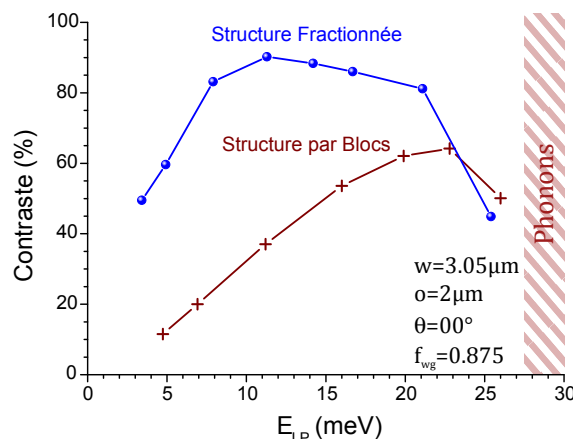
La Figure 4.11.b montre  $|E_z|$  à  $x$  fixé pour cette structure (en rouge), et pour comparaison, dans une structure composée d'un bloc d'*InGaAs* dopé et entouré de deux couches d'*InAlAs*, d'épaisseur totale identique. Les courbes sont normalisées pour que la comparaison soit plus aisée. Le graphique de gauche offre une vue large qui permet de voir le comportement général du champ. Comme attendu, ce dernier se trouve très majoritairement localisé dans les couches non dopées. La structure par blocs montre deux pics de champ : avant et après la couche dopée. La structure fractionnée, quant à elle, exhibe des maxima réguliers du champ, le répartissant ainsi dans toute la cavité. On remarque que le couplage du champ se fait de manière

---

2. L'observation serait identique dans le cas de la structure par blocs



**Figure 4.11.:** Comparaison entre une structure aux barrières fractionnées et une structure par blocs. a) Schéma des deux types de structures. Une carte de la composante du champ électrique selon  $z$  à l'énergie du polariton inférieur est montrée dans le cas de la structure fractionnée. b) Valeur absolue de ce champ sur une coupe verticale, illustrant la différence entre les deux types de structures. Paramètres géométriques de la simulation :  $s = 8\mu\text{m}$ ,  $o = 2\mu\text{m}$ ,  $w = 3.05\mu\text{m}$  (dont 19 couches de 20nm d'*InAlAs* et 18 couches de 148nm d'*InGaAs*, dans le cas de la structure fractionnée), et  $\theta = 00^\circ$ .



**Figure 4.12.:** Courbes de contraste du polariton inférieur pour des structures par blocs (marron) et fractionnées (bleu).

assez homogène dans les 19 couches d'*InAlAs* de la structure.

L'agrandissement, montré à droite, permet de distinguer le comportement des deux structures pour les faibles valeurs du champ. Dans le cas de la structure par bloc, le champ décroît depuis les deux couches d'*InAlAs*, formant un U. Pour la structure fractionnée, en revanche, le champ est bien plus important dans les couches dopées. Cette différence s'explique par l'apport de champ à intervalles réguliers dans la cavité, grâce aux couches non dopées.

Ces observations permettent de conclure que l'utilisation d'une alternance de couches *InGaAs/InAlAs* a un impact sur le couplage à l'espace libre de la structure. Pour quantifier cet effet, j'ai étudié l'effet de ce changement sur le contraste du polariton inférieur. La Figure 4.12 montre ces courbes pour les deux types de structures (par blocs et fractionnée), pour une cavité d'épaisseur  $w = 3.05\mu\text{m}$ . On remarque une très nette amélioration du contraste dans le cas de la structure fractionnée. Celui-ci atteint presque 100%. D'autre part, on note que l'augmentation du contraste est beaucoup plus importante à faible énergie. Cela a pour effet de changer la forme générale de la courbe, et de déplacer le maximum de contraste vers les grandes longueurs d'onde.

### 4.3. Fabrication de l'Echantillon

J'ai choisi de réaliser l'échantillon CUF-2, constitué de réseaux de cavités double métal gravées à partir de la structure simulée dans le paragraphe précédent. Elle est constituée de 18 couches d'*InGaAs* dopées de 148nm de large, séparées par des



couches d'*InAlAs* de 20nm, pour une épaisseur totale de  $w = 3.05\mu\text{m}$ . La fiche de croissance de cette structure est présentée en Annexe E.

Pour déterminer la densité volumique d'électrons dans ces couches dopées, il faut déterminer l'énergie du mode de Berreman associé. Néanmoins, le nombre total d'électrons présents dans cette structure est extrêmement important, à cause de son épaisseur. La lumière sera donc fortement absorbée par les porteurs libres. Il est donc utile de réaliser la croissance d'un échantillon témoin, de moindre épaisseur, juste avant ou après celle de l'échantillon épais. Dans ce cas, j'ai choisi une structure de 6 périodes, d'une épaisseur totale de  $1.05\mu\text{m}$ .

Ces deux échantillons (CUF-2 et CUF-2 témoin) ont été préparés et mesurés de la même manière que les échantillons PQL (voir section 2.3). Les courbes de transmittance obtenues à température ambiante et à l'angle de Brewster sont présentées dans la Figure 4.13. La comparaison entre les deux courbes met en évidence l'importance de l'échantillon de référence. En effet, l'absorption de l'échantillon CUF-2 sature pour des énergies inférieures à 104meV. En revanche, le spectre de transmittance de l'échantillon témoin présente une résonance à  $E_{exc} = 98.8\text{meV}$ , correspondant au mode de Berreman.

L'énergie de cette résonance permet de déduire la densité d'électrons<sup>3</sup> dans les couches dopées : on trouve  $N_V = 4.7 \cdot 10^{18}\text{cm}^{-3}$ . La simulation du spectre de transmittance est présentée en pointillé sur la Figure 4.13. On voit un excellent accord avec les mesures, même en ce qui concerne la contribution au spectre due à l'absorption par porteurs libres.

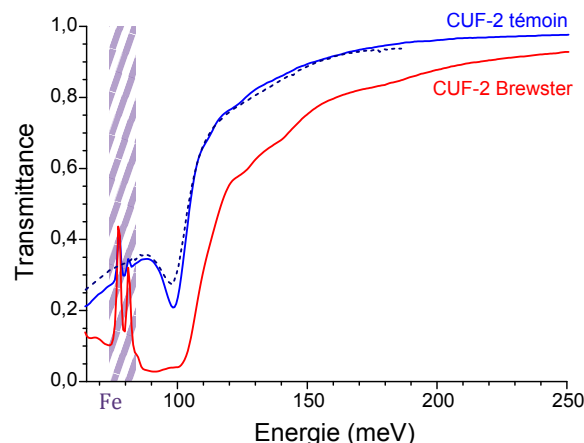
L'excitation électronique présente donc un pic d'absorption à une énergie légèrement plus faible que celle utilisée dans la simulation de la Figure 4.12. Cependant, comme il a été montré dans la sous-section 4.2.2, au travers de la Figure 4.7, cette diminution ne modifie que très peu le contraste du polariton inférieur, et augmente la plage d'énergie sur laquelle les coefficients de Hopfield sont proches de 50%.

La fabrication des cavités double métal gravées se déroule selon les étapes suivantes, qui sont récapitulées dans la Figure 4.14.

**Préparation** L'échantillon est clivé, puis nettoyé par immersion dans l'acétone puis l'isopropanol. Il est judicieux de s'assurer de la propreté de la surface en plongeant l'échantillon 15s dans de l'acide fluorhydrique pur. On élimine ainsi toute

---

3. Il est notable que la valeur du dopage permettant de reproduire cette mesure soit sensiblement plus basse que celles qui sont reportées dans le Tableau 2.3. Il a été possible de comprendre, après quelques tests d'épitaxie, que cette différence était liée à la température de croissance des échantillons. Grâce à cette observation, il est maintenant possible d'obtenir un dopage maximum compris entre  $1$  et  $2 \cdot 10^{19}\text{cm}^{-3}$ , de manière reproductible.



**Figure 4.13.:** Spectres de transmittance mesurés à l'angle de Brewster sur l'échantillon CUF-2, préparé pour une mesure en transmission, et l'échantillon témoin. La simulation de la transmittance de l'échantillon témoin est en pointillé.

trace d'oxyde de surface ou de polluants.

**Métallisation du plan d'or** Il est nécessaire d'évaporer une couche d'or épaisse pour réaliser un report de substrat. On dépose pour cela une couche d'accroche de 10nm de titane, avant les 500nm d'or nécessaires au thermocollage. Pour s'assurer, encore une fois, de la propreté de la surface sur laquelle le métal est évaporé, il est préférable de graver physiquement les premières couches atomiques de l'échantillon. Une épaisseur d'environ 5nm est ainsi pulvérisée à l'aide d'un canon à argon, avant le dépôt. L'ensemble de ce procédé est réalisé en même temps sur un substrat d'arséniure de gallium, qui servira d'hôte pour l'étape suivante.

**Report de substrat** L'échantillon est ensuite thermocollé sur le substrat hôte, à l'aide de la presse présentée en section 3.2. Suit une gravure chimique du substrat de croissance, révélant la surface inférieure de l'épitaxie.

**Métallisation du plan supérieur** Contrairement au cas, plus classique, de l'échantillon CUF-1, on ne peut pas déposer le métal dans des motifs définis à l'aide d'une lithographie négative. En effet, la gravure physique de l'échantillon demande un masque de protection exactement superposé avec celui du métal supérieur, ce qui est impossible à réaliser avec deux lithographies distinctes. Il faut donc adapter la fabrication pour que la même lithographie serve à définir le motif des cavités, ainsi que le masque de la gravure physique.

Pour cela, on dépose un plan uniforme métallique sur la surface supérieure

<i>Etape</i>	Enduction	Recuit	Détourage (Exposition)	Détourage (Développement)
<i>Paramètres</i>	6000 <sup>tour</sup> /min pendant 30s	60s à 110°C	300mJ soit 30s	MF 319 pendant 20s

<i>Etape</i>	Exposition	Développement
<i>Paramètres</i>	32mJ soit 3.2s	MF 319 pendant 15s

**Table 4.2.:** Liste des paramètres de la lithographie fine utilisant la résine S1805.

de l'échantillon. Il est composé de 2nm de titane, et de 50nm d'or. Comme pour le dépôt précédent, il est bon de décaper la surface de l'échantillon à l'aide d'un canon à argon, pour graver environ 4nm d'épaisseur, avant l'évaporation.

**Masquage** - Figure 4.14.a - Afin de créer le masque pour la gravure physique, on dépose une grande épaisseur de nitrure. Cette étape ne peut pas se dérouler dans un réacteur à une température supérieure à 250°C. En effet, à cette température, des bulles d'air peuvent apparaître entre les deux couches d'or thermocollées. Ces bulles sont peu épaisses, mais assez étendues. Elles causent des microclivages de la structure cristalline dès que des pressions trop importantes ou trop faibles sont appliquées à l'échantillon, rendant une grande surface inutilisable.

Afin de minimiser le risque d'apparition de ces défauts, on préférera utiliser une recette de PECVD (Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition) à 150°C. Le mélange de gaz est adapté à la température du réacteur : on utilise les gaz  $SiH_4$  (60sccm),  $NH_3$  (153sccm),  $N_2$  (200sccm), et  $Ar$  (100sccm). Le réacteur est sous une pression de 1Torr, et le plasma est généré par des radiofréquences de 54W de puissance. Ces paramètres assurent un dépôt lent, d'environ 1.1nm/s.

Pour la gravure de cet échantillon, un masque d'une épaisseur de 1.2µm est suffisant, ce qui prend donc 1100s.

**Lithographie des réseaux** - Figure 4.14.b - Les motifs que l'on souhaite réaliser sur cet échantillon ont une taille plus grande que ceux réalisés dans le chapitre précédent. On peut alors procéder par photolithographie. Cette technique permet d'obtenir des motifs jusqu'à une taille de l'ordre du micron, ce qui correspond bien aux dimensions recherchées dans ce cas. Cependant, il est impossible d'obtenir de telles dimensions pour des motifs carrés. C'est pour cela que j'ai préféré réaliser des cavités en ruban sur cet échantillon. Toutefois, il est notable

que le reste du processus de fabrication soit compatible avec une lithographie électronique. Il serait donc envisageable de réaliser des cavités carrées.

Pour réaliser des motifs aussi fins en lithographie optique, il est important d'utiliser une résine la plus fine possible. Dans ce cas, j'ai utilisé la résine positive *S1805*, avec les paramètres d'enduction et de lithographie qui sont récapitulés dans le Tableau 4.2. Il est aussi nécessaire d'optimiser le contact physique entre le masque en chrome et la résine. Pour ce faire, il est utile de retirer les bords de la résine. En effet, cette dernière tend à créer des bourrelets lors de l'enduction centrifuge. Cette surépaisseur nuit au bon contact de l'échantillon sur le masque. Une lithographie préalable permet d'exposer ces bourrelets au rayonnement UV de la lampe, sans altérer le centre de l'échantillon. Il ne reste plus alors qu'à développer la résine, pour en faire disparaître les contours. Pour augmenter davantage la qualité du contact, on peut faire un vide léger<sup>4</sup> entre l'échantillon et le masque.

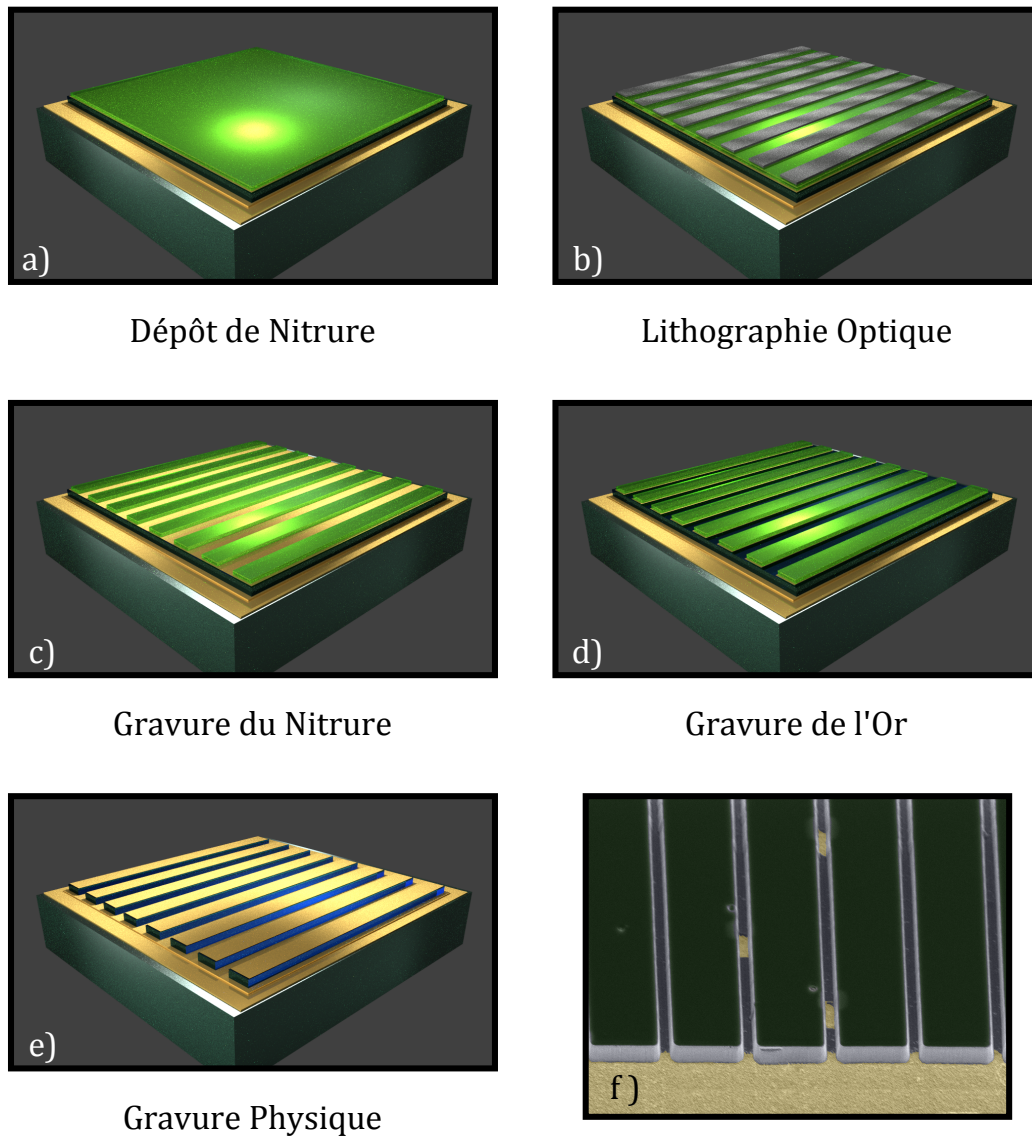
Des réseaux de cavités en rubans d'une surface de  $1.6\text{mm} \times 1.6\text{mm}$  ont été lithographiés ainsi. Cette surface est suffisante pour des mesures dans le domaine THz, où les grandes longueurs d'onde imposent de grandes surfaces de mesure. La taille des cavités réalisées va de  $s = 1\mu\text{m}$  à  $20\mu\text{m}$ . Elles sont séparées de  $o = 2\mu\text{m}$ .

**Gravure du masque** - Figure 4.14.c - Le masque est gravé selon les motifs lithographiés à l'aide d'une gravure physico-chimique par RIE (Reactive Ion Etching). Un plasma est généré et attaque physiquement le nitrure (grâce à l'énergie cinétique des ions) ainsi que chimiquement (selon la composition des gaz). Cette dualité permet de contrôler les flancs de la gravure. En effet, une gravure chimique a tendance à sous-graver le nitrure sous la résine (flanc vers l'extérieur), alors qu'une gravure physique grave moins vite dans les espaces confinés (flanc vers l'intérieur). Un juste équilibre entre les deux types de gravure peut être atteint en jouant sur la pression des gaz : une forte pression favorise la gravure chimique. J'ai donc travaillé à obtenir une recette optimum générant des flancs très droits.

Il est important que la résine soit complètement partie entre les motifs au moment où le nitrure commence à être gravé. En effet, si la résine a été légèrement sous-exposée ou sous-développée, le nitrure sera très mal gravé. Des franges, témoins de la pression appliquée entre le masque et la résine, apparaissent alors. Il est très difficile de s'en débarrasser, et les propriétés optiques des réseaux que croisent ces franges seront grandement altérées. Les para-

---

4. Un vide trop important peut exercer une trop grande pression sur un échantillon fragile, et le cliver.



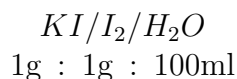
**Figure 4.14.:** a-e) Les différentes étapes de la fabrication de l'échantillon CUF-2. f) Image de microscopie électronique colorisée d'un réseau de  $s = 13.25\mu\text{m}$ , entre deux étapes de gravure physique. L'or inférieur est en jaune, le semiconducteur en bleu, et le nitrure en vert foncé. L'or supérieur est caché par le nitrure.

mètres de lithographie donnés dans le Tableau 4.2 sont très proches de cette limite de sous-exposition. J'ai donc gravé le fond de la résine avec un court plasma d'oxygène (30s), avant le début de la RIE.

Le mélange de gaz permettant cette gravure est composé de  $CHF_3$  (50sccm) et d' $O_2$  (5sccm), sous une pression de 75mTorr, dans un réacteur à 20°C. Le plasma est généré par des radiofréquences de 55W. Cette recette a été utilisée pour graver le masque de nitrure ( $\sim 55\text{nm/s}$ ). Dans le cas d'une gravure de motifs larges, il est conseillé d'attendre un léger temps après la fin de la gravure. Ce temps, entre 5 et 15% de la durée de la gravure, permet d'être sûr d'avoir éliminé toute trace résiduelle de nitrure dans le fond de gravure. Dans le cas de cette épaisseur de nitrure, la gravure prend 16min. L'échantillon a été laissé 1min et 15s supplémentaires, pour s'assurer de la fin de la gravure au fond des tranchées.

Une fois le masque de nitrure gravé, la résine de la lithographie est nettoyée par immersion dans des solvants.

**Gravure chimique de l'or** - Figure 4.14.d - Le masque de nitrure définit à présent les rubans des cavités, et il ne reste plus qu'à graver l'ensemble de l'échantillon là où le masque ne le protège pas. On procède ici en deux étapes. La première consiste à ne retirer que l'or à l'aide d'une gravure chimique sélective. On utilise une solution d'iodure de potassium iodé, aussi appelée Lugol, qui est composée comme suit :



Cette solution est relativement rapide et une immersion de 15 à 20s suffit à graver les 50nm d'or du plan supérieur.

**Gravure physique** - Figure 4.14.e - La deuxième étape de gravure est réalisée par ICP-RIE (Ion Coupled Plasma - Reactive Ion Etching), à l'aide d'une recette optimisée par Margaux RENAUDAT SAINT-JEAN sur des gravures profondes pour obtenir des flancs bien droits [113]. Les gaz utilisés sont  $SiCl_4$  (3sccm),  $H_2$  (4sccm),  $Ar$  (18sccm), à une pression de 6Pa, dans un réacteur à 200°C. La puissance des radiofréquences utilisées pour générer le plasma est de 350W, et celle qui permet l'accélération des ions est de 1000W, ce qui assure une gravure rapide. Pour s'assurer de la fin de la gravure, une caméra permet de visualiser l'échantillon dans la chambre. On voit sur celle-ci le moment où le semiconducteur est entièrement gravé en dehors des réseaux, ce qui permet de mesurer la vitesse de gravure du matériau uniforme (environ  $13\text{nm/s}$ ). Cependant, la gravure est plus lente dans l'interstice entre les rubans [114, 115]. Il faut donc attendre un temps supplémentaire.

Dans le cas de cette fabrication, il a fallu 250s de gravure pour atteindre le plan d'or inférieur hors des rubans. J'ai ensuite attendu 90s supplémentaires pour que la gravure progresse jusqu'à cette couche entre les rubans. Pour vérifier que l'or est bien atteint, on peut observer l'échantillon au microscope. Pour des réseaux suffisamment espacés ( $\phi > 5\mu\text{m}$ ), un microscope optique est suffisant. Si les rubans sont plus proches, la profondeur de la gravure rend les images de microscopie optique trop floues pour distinguer la composition du fond de gravure. Il est alors nécessaire d'utiliser un microscope électronique.

On voit un exemple d'une telle image sur le panneau f) de la Figure 4.14. On distingue encore du semiconducteur résiduel entre les rubans. Pour l'enlever, il a fallu remettre l'échantillon dans le bâti de l'ICP pour reprendre la gravure physique. On note la couleur foncée du masque de nitrure sur cette image. Elle est liée aux propriétés isolantes de cette couche.

Une fois que l'on s'est assuré que l'échantillon a été suffisamment gravé, on peut retirer le masque de nitrure. Pour cela, on utilise la même recette de RIE pendant un temps plus court.

Il est intéressant de préciser qu'il existe une technique alternative pour cette fabrication. On pourrait déposer une très grande quantité de métal (or, ou or puis aluminium) pour former les rubans. Il devient alors possible d'utiliser l'or comme masque pour la gravure physique. L'avantage de cette méthode est qu'elle nécessite moins d'étapes de fabrication, ce qui assure une qualité finale de l'échantillon bien supérieure. L'inconvénient est qu'il faut utiliser un mélange de gaz spécialement prévu pour ce type de gravure physique. Notre équipe en a développé, dans le cadre de la gravure de l'arséniure de gallium, mais ce mélange n'a jamais été testé sur le système de matériaux que j'utilise. D'autre part, cette méthode demande un dépôt métallique épais, ce qui est incompatible avec une lithographie électronique (à cause des faibles épaisseurs de PMMA utilisées). La méthode présentée ici est donc plus versatile.

## 4.4. Résultats Expérimentaux

### 4.4.1. Spectres de Réflectivité

Une fois l'échantillon fabriqué, j'ai pu mesurer les spectres de réflectivité des cavités de différentes tailles. Le montage expérimental et les techniques sont identiques à celles décrites dans la section 3.3. La différence principale vient du fait que tous ces spectres sont mesurés dans le domaine THz. On utilise donc un bolomètre comme détecteur, et les caches utilisés pour sélectionner le signal venant d'un réseau doivent être faits dans un papier épais et très diffusant. Il est aussi important d'attendre

entre chaque changement d'échantillon que l'interféromètre soit purgé à l'air sec. En effet, une trop grande humidité dans l'air à l'intérieur de ce dernier détériore considérablement la qualité des spectres mesurés.

Les spectres obtenus à température ambiante pour différentes tailles de ruban  $s$  sont montrés dans la Figure 4.15 en traits continus. Comme dans les mesures précédentes, la porteuse de ces courbes n'a pas été modifiée. On remarque que le rapport signal à bruit de ces mesures est très satisfaisant, même s'il se dégrade en dessous de 10meV. Le contraste des résonances a été clairement amélioré par rapport au cas de l'échantillon CUF-1. Cette première observation confirme les résultats obtenus par simulation sur l'optimisation du contraste.

Quand on compare les courbes les unes aux autres, on s'aperçoit que seul le minimum de plus faible énergie, associé au polariton inférieur, se déplace nettement. Les modes à plus haute énergie correspondent aux phonons optiques. Ils se déplacent très légèrement quand le polariton s'approche de la bande interdite phononique. Comme il a déjà été observé dans le chapitre 3, ce déplacement est dû au couplage entre le polariton et les phonons. Ici, le polariton inférieur ne traverse pas la bande des phonons, le couplage est donc moins visible sur ces spectres.

Sur l'un des spectres montrés, correspondant au réseau de  $s = 7.72\mu\text{m}$ , on remarque un minimum de réflectivité très large à une énergie supérieure à celle des phonons. Cette résonance se trouve dans ce qui devrait être la bande interdite plasmonique créée par le couplage ultra-fort. Il s'agit en réalité d'un des modes parasites liés à l'épaisseur de la cavité, dont l'existence a été discutée dans la section 4.2.

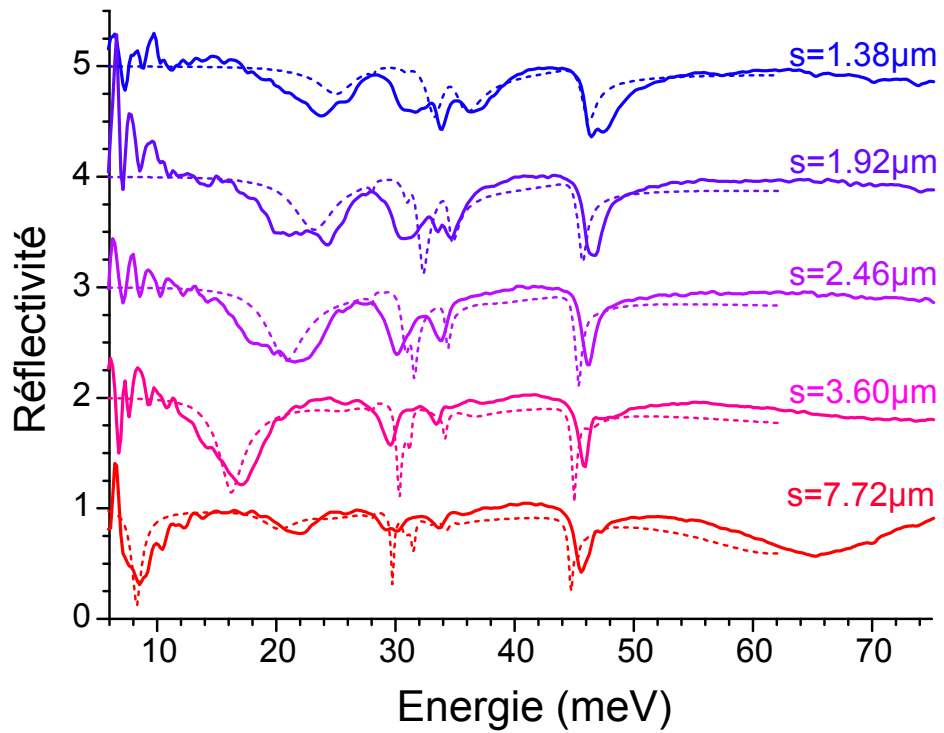
Pour comparaison, on voit en pointillé les spectres simulés pour les mêmes tailles de cavité. La taille  $s$  utilisée pour la simulation est la taille réelle des rubans, mesurée par microcopie électronique. On remarque que le contraste mesuré est extrêmement proche de celui des simulations. On peut aussi apercevoir un léger désaccord entre mesures et simulations au niveau de l'énergie des phonons. Celui-ci était déjà présent dans le cas de l'échantillon CUF-1. Ce désaccord est uniquement dû aux énergies choisies pour les phonons, qui sont celles du matériau massif [84]. Néanmoins, on a tout de même un accord plus que satisfaisant entre les prédictions numériques et les mesures.

Il est notable que la largeur des résonances, du polariton comme des phonons, soit bien plus importante pour les mesures que pour les simulations. Pourtant, il a été vérifié, pour l'échantillon CUF-1, que les largeurs simulées sont reproduites expérimentalement (voir Figure 3.21). Cet effet peut être attribué à des défauts de fabrication de plusieurs types. On peut penser notamment aux flancs de la gravure ICP, qui peuvent être légèrement en U<sup>5</sup>. La gravure peut aussi ne pas atteindre

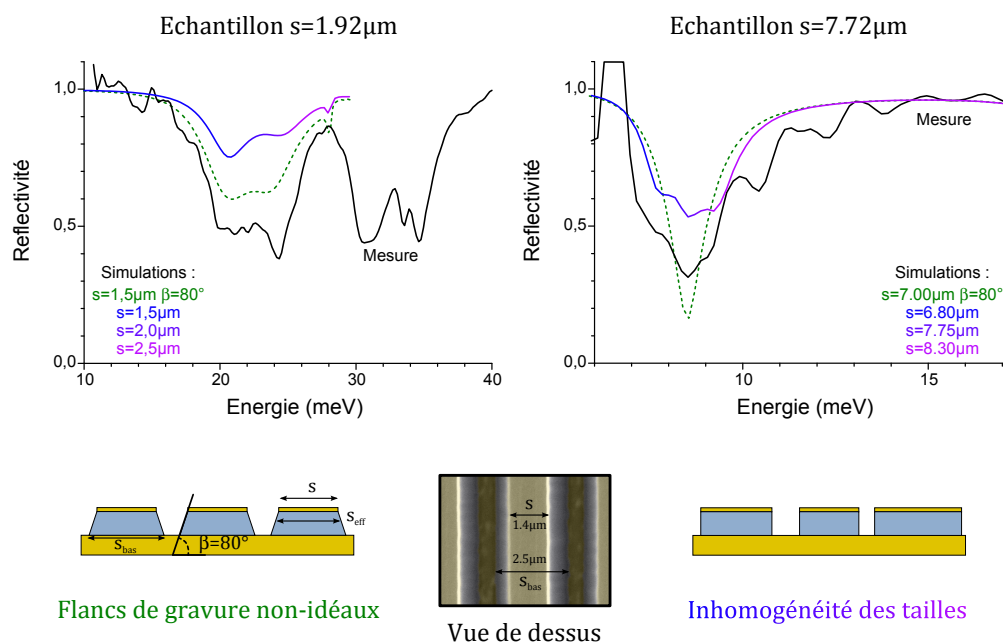
---

5. Comme montré dans la Figure I.2.





**Figure 4.15.:** Panel de spectres de réflectivité mesurés sur l'échantillon CUF-2. La taille  $s$  du ruban correspondant à chaque spectre est précisée. Les spectres sont décalés pour plus de lisibilité.



**Figure 4.16.:** Comparaison entre des spectres de réflectivité mesurés et simulés avec des défauts de fabrication. Les deux types de défauts sont schématisés. Une image de microscope électronique à balayage en fausses couleurs permet de déterminer la pente liée à la gravure.

parfaitement le plan d'or inférieur. Un autre type de défaut de fabrication peut être lié à une inhomogénéité spatiale des procédés. En effet, une mesure au microscope électronique révèle un désaccord des tailles allant jusqu'à  $\pm 10\%$  au sein d'un même réseau. La conséquence de cette inhomogénéité est que la réflectivité mesurée correspond à une moyenne de la réflectivité de cavités de tailles très proches, élargissant ainsi les résonances observées. Enfin, les montées en température de l'échantillon (aux étapes de RIE est d'ICP) peuvent endommager la qualité optique de l'or, et ajouter des pertes (en augmentant la partie imaginaire de sa permittivité).

Les deux premières hypothèses peuvent être facilement vérifiées par une simulation. La Figure 4.16 montre la comparaison entre les spectres mesurés (en noir) et simulés, pour deux tailles  $s$  de cavités. Pour envisager une inhomogénéité dans les tailles de cavités, trois spectres de réflectivités sont simulés puis moyennés sans pondération (courbe dégradée continue). La première taille considérée correspond à la taille  $s$  moyenne du réseau de cavité, et les deux autres tailles sont choisies pour que la réflectivité simulée épouse les flancs inférieurs et supérieurs de la résonance mesurée. Pour envisager la présence de flancs de gravure non idéaux, j'ai ajouté un angle  $\beta$  dans la modélisation de la structure simulée, comme schématisée dans la Figure 4.16. Pour  $\beta < 90^\circ$ , les flancs ne sont plus idéaux, et une pente apparaît.

D'après les observations effectuées au microscope électronique (voir l'insert de la Figure 4.16) il a été possible d'estimer la valeur de cet angle à  $\beta \approx 80^\circ$ . Les spectres ainsi simulés sont présentés en pointillés verts.

Le graphique de gauche de la Figure 4.16 présente le cas d'une cavité de largeur  $s = 1.95\mu\text{m}$ . On voit que la simulation avec des flancs de gravure pentus reproduit parfaitement la forme et l'énergie du minimum de réflectivité mesuré. En revanche, on voit que la courbe moyennée, présentée pour étayer l'hypothèse des tailles inhomogènes (dégradé de couleur), présente un contraste extrêmement faible. De plus, les tailles considérées correspondent à une variation de taille de  $\pm 25\%$ . Cet écart est trop important pour correspondre à des défauts de fabrication. D'autre part, ces trois courbes ne reproduisent pas la forme de la résonance observée. On en déduit que, pour cette taille de cavité, les résonances sont élargies par des flancs de gravures non orthogonaux.

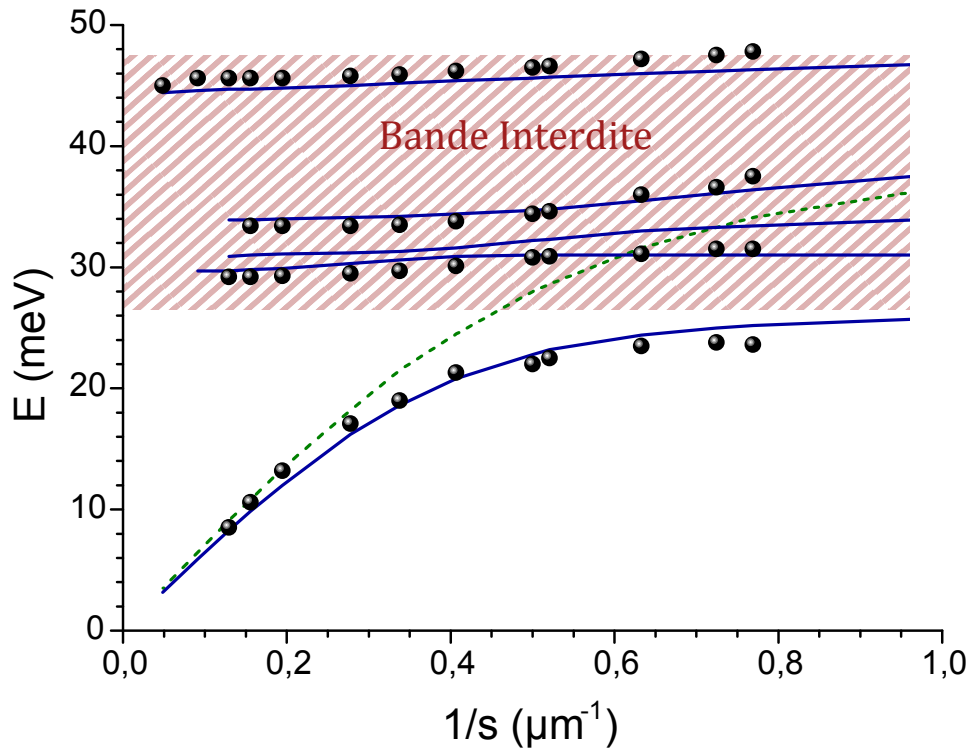
La même étude est réalisée sur une cavité de taille plus importante  $s = 7.72\mu\text{m}$ , dans le graphique de droite de la Figure 4.16. On voit que dans ce cas la courbe verte ne reproduit pas la largeur de la résonance mesurée. Ce n'est donc pas l'hypothèse des flancs de gravure pentus qui explique cette largeur. En revanche, la moyenne des trois courbes de taille  $s$  variable reproduit bien la forme de la mesure. L'écart entre les tailles  $s$  considérées pour les simulations et la taille moyenne de la cavité correspondent aux observations réalisées au microscope électronique. Pour cette raison, l'élargissement des mesures est attribué, dans ce cas, à l'inhomogénéité des tailles  $s$ .

En conclusion, on considère que la largeur particulièrement importante des résonances de réflectivité mesurées provient des deux types de défauts de fabrication. Dans le cas des cavités de petite taille  $s$ , elle est particulièrement impactée par l'angle de la gravure. Pour les cavités plus larges, ce sont les inhomogénéités de taille qui dominent l'élargissement.

#### 4.4.2. Dispersion Polaritonique

Pour tracer la dispersion des polaritons, on se contente dans ce cas d'exprimer l'énergie des modes du système en fonction de  $1/s$ . En effet, l'échantillon est trop épais pour permettre des mesures du mode de cavité non couplé. D'autre part, les cavités gravées ont un indice optique effectif constant (voir section 3.1). Cela implique que  $E_c$  varie linéairement avec  $1/s$ . Finalement, les échantillons étant des rubans, leur comportement est très bien reproduit par un modèle numérique en deux dimensions, comme montré dans la Figure 4.15. On peut donc comparer directement une mesure et la simulation d'une cavité de même taille  $s$ .

La Figure 4.17 présente cette dispersion. Les points noirs indiquent les positions en énergie des minima de réflectivité, tandis que la courbe bleue présente la dispersion simulée. On remarque un très bon accord entre les deux, pour toutes les branches.



**Figure 4.17.:** Dispersion polaritonique de l'échantillon CUF-2. Les points correspondent aux mesures, les traits pleins bleus aux simulations, et les traits pointillés verts aux simulations sans phonons.

On peut toutefois apercevoir une branche dans la dispersion simulée qui n'apparaît pas dans les mesures. Elle est associée à un mode phononique de faible amplitude et d'énergie très proche de celle des autres branches. J'ai également tracé la dispersion simulée sans tenir compte des phonons dans l'indice optique des couches semiconductrices (courbe verte).

On remarque que les phonons ont un impact sur la position en énergie du polariton inférieur même pour de grandes tailles  $s$  de cavité. Cette influence n'est plus négligeable à partir de  $1/s > 0.4\mu\text{m}^{-1}$ , alors que le mode polaritonique est à 7meV des phonons. On voit que l'asymptote naturelle liée au couplage ultra-fort, celle de la courbe verte, se trouve dans la bande interdite phononique, aux alentours de 38meV. C'est donc l'interaction avec les phonons qui maintient le polariton inférieur dans le domaine THz, pour toutes les tailles de cavité mesurées. Pour les petites tailles de cavité, ce polariton a donc une composante photonique, phononique, et électronique.

Comme la simulation reproduit fidèlement les mesures, on peut estimer la valeur de l'énergie de Rabi à partir de cette dernière. Pour cela, j'ai ajusté la formule du couplage ultra-fort (voir Équation 1.21) sur la dispersion extraite de la simulation sans phonons. On trouve alors :

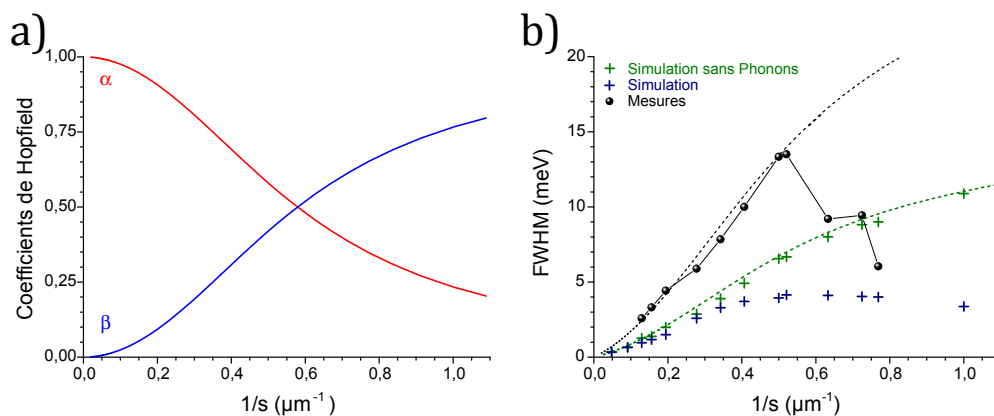
$$E_R = 90.0\text{meV}$$

On obtient donc une énergie de Rabi relative de :

$$\frac{E_R}{E_{exc}} = 91.1\%$$

Les coefficients de Hopfield du polariton inférieur, qui sont calculés à l'aide de l'Équation 1.22, sont présentés dans la Figure 4.18.a. La courbe rouge représente la partie lumière du polariton inférieur, et la bleue sa partie matière. On remarque qu'ils ont des valeurs comprises entre 25% et 75% sur une large plage de cavités : de  $s = 3$  à  $1\mu\text{m}$ . Comme on peut le voir sur la dispersion (Figure 4.17), ces tailles de cavités correspondent à des polaritons inférieurs compris entre 18 et 25meV. On est donc parvenu à démontrer l'existence d'un polariton inférieur dans le THz, à partir d'un mode de Berreman dans le moyen infrarouge, avec une partie matière non négligeable.

La connaissance de l'énergie de Rabi et des coefficients de Hopfield permettent aussi de mieux interpréter les spectres de réflectivité, notamment en ce qui concerne la largeur des résonances. Par exemple, on peut remarquer, dans la Figure 4.15, que la résonance de réflectivité liée au polariton est assez large pour une cavité de petite taille  $s$ , et qu'elle s'affine au fur et à mesure que  $s$  augmente. Ceci est dû à la nature du mode polaritonique. En effet, il provient du couplage entre deux modes (le mode



**Figure 4.18.:** a) Coefficients de Hopfield du polariton inférieur. b) Largeurs à mi-hauteur des modes polaritoniques simulés et mesurés. Les mesures apparaissent sous forme de points, et les simulations de croix. Le modèle théorique est tracé en vert. La courbe noire est obtenue en multipliant par deux la courbe verte.

de cavité et l'excitation électronique) de largeurs relatives  $\Delta E/E$  assez proches, et assez faibles (typiquement 5 – 10%). Dans le cas des réseaux de petite taille  $s$ , ces deux modes sont dans le moyen infrarouge. La largeur du polariton inférieur est donc typique de ce domaine de longueurs d'onde. Cependant, la force du couplage déplace le polariton jusque dans le THz, ce qui modifie son énergie  $E$ , mais pas sa largeur  $\Delta E$ . On obtient donc un mode dans le THz, avec une largeur relative assez importante. À mesure que la taille de la cavité augmente, le mode photonique s'approche du domaine THz, et s'affine. Le polariton inférieur devient aussi de plus en plus photonique : son coefficient de Hopfield photonique augmente. Le mode résultant a donc une largeur plus proche de celle de la cavité, ce qui explique son affinement.

Pour vérifier cette interprétation, j'ai tracé dans la Figure 4.18.b les largeurs à mi-hauteur des spectres de réflectivité. Les mesures, représentées par les points noirs, montrent une largeur très importante, croissante avec  $1/s$ . Passé une certaine taille, la largeur chute brutalement. Les largeurs des spectres simulés sont présentées par des croix bleues. Elles montrent un comportement assez similaire à celui des mesures, même si toutes les largeurs sont plus faibles, et que la chute est moins prononcée. Dans le cas des simulations sans phonons, en vert, on ne voit pas cette chute. En effet, la largeur semble continuer à augmenter pour les petites tailles de cavité. Cependant, on remarque que les deux courbes simulées sont très proches pour les grandes cavités. C'est donc le couplage aux phonons qui explique la diminution de la largeur. En effet, ces modes sont très fins, il n'est donc pas surprenant de constater qu'ils influent sur la largeur du mode polaritonique quand ceux-ci sont couplés.

Les coefficients de Hopfield tracés dans la Figure 4.18.a ne prennent pas en compte les phonons. On devrait donc être capable de retrouver les largeurs simulées sans

phonons à partir de ces coefficients. L'intérêt de cette étude est double. Elle souligne la nature physique du mode que l'on observe, et permet de définir jusqu'où les coefficients de Hopfield calculés sans les phonons sont valables. La largeur du polariton inférieur est donnée par :

$$\Delta E_{LP} = \alpha \Delta E_c + \beta \Delta E_{exc} , \quad (4.1)$$

où  $\alpha$  et  $\beta$  sont les coefficients de Hopfield respectivement lumière et matière du polariton,  $\Delta E_c$  est la largeur de la résonance de réflectivité de la cavité seule, et  $\Delta E_{exc}$  est la largeur de la raie d'absorption du mode de Berreman. Cette dernière peut être mesurée sur les spectres de la Figure 4.13, et vaut  $\Delta E_{exc} = 11.6 \text{ meV}$ .  $\Delta E_c$  a été pris tel que  $\Delta E_c/E_c$  soit dans les valeurs typiques des cavités double métal ( $\sim 6\%$ ).

Le résultat de cette formule est présenté sur la Figure 4.18.b en pointillé vert. L'accord avec les simulations sans phonons est excellent. On remarque cependant à quel point la simulation complète s'écarte rapidement de ce modèle. Cela souligne une fois de plus l'importance du couplage phonons-polariton. En revanche, la formule ne reproduit pas du tout les largeurs mesurées, qui sont bien plus importantes. Sur la Figure 4.18.b, la courbe noire représente le modèle de la courbe verte multiplié par un facteur 2. Cette courbe reproduit bien le comportement des largeurs mesurées jusqu'à ce qu'elles chutent. Cela implique que les différents phénomènes élargissant les résonances ont pour effet de doubler la largeur simulée des modes.

On peut conclure de cette analyse que l'élargissement "anormal" des résonances est multiplicatif (élargissement inhomogène). On peut aussi affirmer que l'importance des phonons dans ce système n'est plus négligeable quand  $1/s > 0.5 \mu\text{m}^{-1}$ .

#### 4.4.3. Comparaison des Systèmes en Couplage Ultra-Fort Mesurés

Pour avoir un aperçu de l'effet de l'optimisation du couplage et du contraste du polariton inférieur, on peut comparer deux spectres de réflectivité, obtenus sur des cavités de même taille  $s$ , pour les échantillons CUF 1 et 2. Ces spectres sont montrés dans le graphique de gauche de la Figure 4.19. On distingue les quatre mêmes résonances dans ces deux spectres : trois sont liées aux phonons et la dernière au polariton inférieur. Celle-ci est à peine visible dans le spectre de réflectivité de CUF-1, et se décale de plus de  $5 \text{ meV}$  vers les faibles énergies, en passant à CUF-2. Plus visible encore, son contraste passe de moins de  $10\%$  à presque  $80\%$ . Le premier effet est lié à l'augmentation du recouvrement, et donc de l'intensité relative du couplage. Le second est dû à l'épaississement de la cavité, qui passe de  $w = 0.24$  à  $3.05 \mu\text{m}$ .

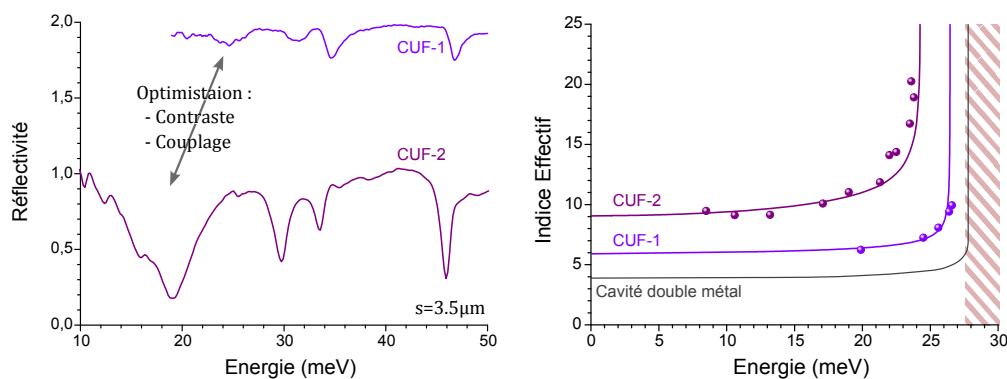
Une autre manière de mesurer l'augmentation du couplage relatif est de considérer les indices optiques effectifs des cavités. De la même manière qu'il a été montré dans

la sous-section 3.3.6, on peut définir l'indice effectif pour chaque mode polaritonique d'une cavité de taille  $s$  à partir de la longueur d'onde du mode confiné en utilisant la formule :

$$n_{eff}(\lambda) = \frac{\lambda}{2s}$$

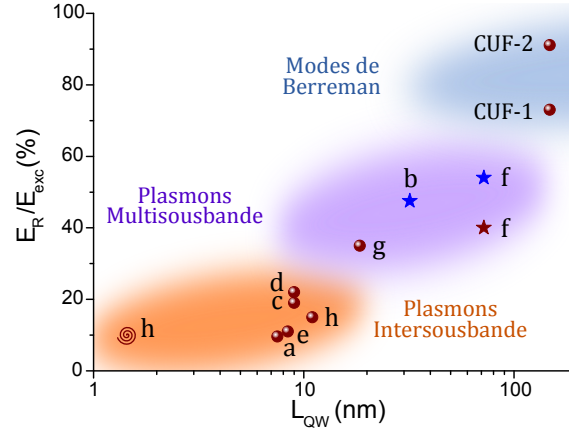
L'indice effectif ainsi extrait des spectres de réflectivité mesurés est présenté, pour les deux échantillons, dans le graphique de droite de la Figure 4.19 par les points. Les lignes colorées ont été obtenues à l'aide des ajustements des points mesurés, et permettent de voir la limite aux basses énergies de l'indice. La ligne grise reprend les simulations, présentées dans la Figure 3.26, de l'indice effectif d'une cavité double métal de même épaisseur que l'échantillon CUF-1. On voit que ces courbes sont relativement constantes, jusqu'à subir une forte augmentation. Cette augmentation est liée au couplage du mode de cavité à la matière. Un couplage lumière-matière élevé se traduit par une asymptote horizontale élevée, et une asymptote verticale faible. Pour la cavité sans mode de Berreman, c'est le couplage aux phonons uniquement qui affecte l'indice effectif.

La valeur à faible énergie de l'indice témoigne de la force du couplage. Ainsi, on voit l'augmentation réalisée entre une cavité contenant une couche semiconductrice non dopée, CUF-1, et CUF-2. Dans ce dernier échantillon, l'indice effectif à basse énergie est près de trois fois plus important que l'indice optique du matériau massif. On s'intéresse à présent aux points mesurés sur l'échantillon CUF-2 entre  $E = 20$  et



**Figure 4.19.:** Mise en évidence de l'optimisation réalisée entre les échantillons CUF 1 et 2. A gauche, spectres de réflectivité pour une cavité de même taille. A droite, indice effectif correspondant à chaque réseau de cavité. Les points proviennent des mesures, et les courbes ont été obtenues par ajustement de la dispersion dans le cadre du couplage ultra-fort (Équation 1.21), pour guider l'œil. La courbe grise correspond à l'indice effectif pour une cavité double métal vide, de même épaisseur que CUF-1.





**Figure 4.20.:** Intensités de couplages reportées dans la littérature. Reprise de la Figure 3.25, seul le point correspondant à l'échantillon CUF-2 a été ajouté.

25meV. En effet, comme il a été vu au travers de la Figure 4.18, ce sont les cavités qui présentent les coefficients de Rabi les plus proches de 50%. On s'aperçoit que l'indice effectif de ces modes est proche de 15. Cette valeur témoigne d'une très grande force de couplage, et elle démontre le confinement très sub-longueur d'onde associé à ces modes polaritoniques. Le couplage ultra-fort peut donc être utilisé pour modifier de façon importante l'indice effectif d'une cavité et donc augmenter le confinement optique.

Il est par ailleurs possible d'ajouter le couplage relatif mesurée sur l'échantillon CUF-2 au graphique de comparaison à la littérature (voir Figure 3.25). Ce point supplémentaire est présenté dans la Figure 4.20. Il fait apparaître un troisième régime de couplage, atteint grâce à l'utilisation de modes de Berreman. Comme il a été montré que le couplage entre un mode de cavité et ces derniers peut s'approcher de 100%, ils occupent la zone supérieure de ce graphique.

## Conclusions

Dans ce chapitre, j'ai démontré que la réalisation de cavités épaisses et gravées a permis l'observation d'un couplage relatif de 91%, à température ambiante. De plus, j'ai démontré que ce système permet d'obtenir un polariton inférieur à une énergie de 23meV, avec un contraste de près de 70%, et un coefficient de Hopfield, pour sa partie matière, de  $\beta = 0.35$ . Ce mode étant observé dans une cavité de largeur  $s = 2.25\mu m$ , il témoigne d'un confinement très sub-longueur d'onde, et d'un indice optique effectif élevé ( $n_{eff} = 14.3$ ).

Dans le chapitre suivant, je démontrerai comment le mode polaritonique ainsi

obtenu peut être utilisé pour la conception de dispositifs luminescents dans le THz, fonctionnant à température ambiante.



# Chapitre 5

## Source de Radiation THz à Température Ambiante

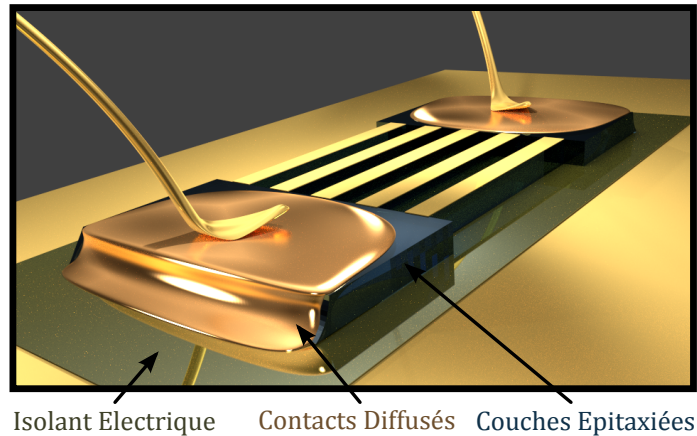
Les cavités présentées dans le chapitre précédent ont permis d'observer, à température ambiante, des modes polaritoniques dans le THz à partir d'une excitation dans le moyen infrarouge. Ces modes présentent un contraste allant jusqu'à plus de 80%. Dans ce chapitre, je vais montrer un dispositif basé sur le peuplement thermique de ces modes, donnant lieu à une source incandescente THz à température ambiante.

Cette approche a été utilisée pour la première fois dans la référence [60]. Il y a été démontré une émission des modes polaritoniques à température ambiante, générant quelques pW de puissance lumineuse. Par ailleurs, l'utilisation de métasurface ou de réseaux de diffraction pour la réalisation de sources incandescentes monochromatiques s'est révélée particulièrement efficace dans le moyen [116] et le lointain [45] infrarouge.

La fabrication d'un tel échantillon pose plusieurs défis technologiques, qui sont détaillés dans la première partie de ce chapitre. La seconde partie expose les résultats expérimentaux obtenus avec l'échantillon ainsi fabriqué.

échantillon

température  
résine  
gravure  
surface  
techniques  
cavité  
métal  
couche  
électrique  
THz  
puissance  
couche  
spectres  
luminescence  
diffraction  
tubans  
contacts



**Figure 5.1.:** Principe de fabrication de l'échantillon CUF-2I. Les rubans ne sont pas à l'échelle du méso pour plus de visibilité.

## 5.1. Fabrication de l'Echantillon

### 5.1.1. Principe et Défis

La méthode habituellement utilisée pour faire passer un courant dans une couche semiconductrice dopée est de faire diffuser des contacts métalliques jusqu'à traverser cette couche. Cependant la profondeur de diffusion du métal dans le semiconducteur est assez mal maîtrisée. Elle est liée aux métaux utilisés, aux températures et temps de recuit. En général, on s'assure que la couche à contacter a été traversée, et la profondeur maximale n'a pas d'impact sur la fabrication. Cependant, les métaux utilisés habituellement dans nos procédés ne diffusent pas au-delà de 1 à 1.5 $\mu\text{m}$  dans l'*InGaAs*. L'échantillon CUF-2 étant plus épais, il faut trouver une solution alternative pour contacter les couches dopées.

D'autre part, le plan d'or inférieur des cavités ne doit pas être contacté électriquement par les contacts diffusés, car dans ce cas, les couches semiconductrices seraient court-circuitées. Il est donc nécessaire d'utiliser une technique de fabrication innovante, permettant d'isoler le plan d'or inférieur de l'échantillon [60], tout en contactant les 18 couches d'*InGaAs*.

La Figure 5.1 montre une vue schématique de l'échantillon CUF-2I (Couplage Ultra-Fort - 2 Incandescence). La couche inférieure du schéma est le plan d'or inférieur de la cavité double métal. Par-dessus se trouve une fine couche de diélectrique. Celle-ci permet d'isoler électriquement les couches épitaxiées, qui se trouvent au-dessus du plan d'or. Une gravure physique, aux flancs droits, définit les rubans gravés de la cavité double métal. La surface supérieure de ces rubans est recouverte

d'or, constituant ainsi le miroir supérieur de la cavité. Une gravure humide définit le méso, qui comprend les rubans et les deux régions sans cavité, servant au contact électrique. Sur les flancs du méso, un métal est déposé puis recuit pour diffuser. Il va ainsi pénétrer par la tranche de l'échantillon, et assurer un bon contact électrique avec les 18 couches dopées. Ce dépôt métallique s'étend jusqu'aux régions de contact du méso, et un microfil d'or y est soudé, comme schématisé dans la Figure.

Deux des procédés présentés sur ce schéma n'avaient jamais été réalisés dans notre laboratoire, et il m'a fallu les développer.

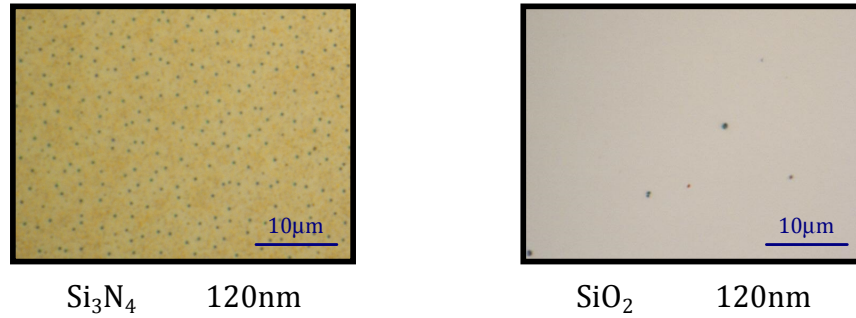
### Isolation à la Silice

Plusieurs problèmes apparaissent dans la conception d'une couche isolante pour cet échantillon. On veut qu'elle soit suffisamment fine, pour ne pas faire trop décroître le recouvrement du mode de cavité avec les couches dopées. D'autre part, il faut qu'elle soit mécaniquement résistante, car elle doit subir une étape de thermocollage. En effet, pour se trouver entre le semiconducteur et le plan d'or inférieur de la cavité, l'isolant doit être déposé sur l'échantillon avant ce même plan métallique, et donc avant le report de substrat.

Il est ainsi nécessaire de s'assurer du caractère isolant de cette couche, pour différentes épaisseurs, et après les contraintes thermiques et mécaniques imposées par le thermocollage. Pour cela, plusieurs morceaux d'un substrat de phosphore d'indium ont été recouverts d'une couche de nitrure ( $Si_3N_4$ ) ou de silice ( $SiO_2$ ) de différentes épaisseurs (60nm, 120nm, 300nm, et 500nm).

Un dépôt métallique de titane et d'or (20nm et 500nm, respectivement) a ensuite été réalisé sur ces échantillons, après un décapage de la surface (environ 10nm). Dans ce cas, l'épaisseur de la couche de titane est doublée par rapport aux couches utilisées pour les thermocollages précédents (voir section 3.3 et section 4.3), de façon à compenser la faible accroche de la couche isolante.

Les échantillons ont ensuite été thermocollés, puis le substrat d'*InP* a été gravé. Anisi, la surface apparente des échantillons est la couche isolante, sous laquelle se trouve l'or du collage. Deux images de microscope optique montrent cette couche sur la Figure 5.2. Elles présentent une couche de 120nm dans chaque matériau. La couleur des couches est différente, car les deux diélectriques n'ont pas le même indice optique. La couche de nitrure est constellée de petits trous noirs. Ceux-ci n'étaient pas présents avant l'étape de thermocollage. Les conditions de température et de pression de cette étape font apparaître ces défauts, dont l'origine peut être attribuée à une réaction chimique parasite lors du dépôt de nitrure sur le substrat de phosphore d'indium. Cette réaction n'apparaît cependant pas pour la silice, ce qui explique que la surface de cette dernière soit parfaitement lisse. On ne voit en effet que de petites poussières sur l'image de droite de la Figure 5.2.



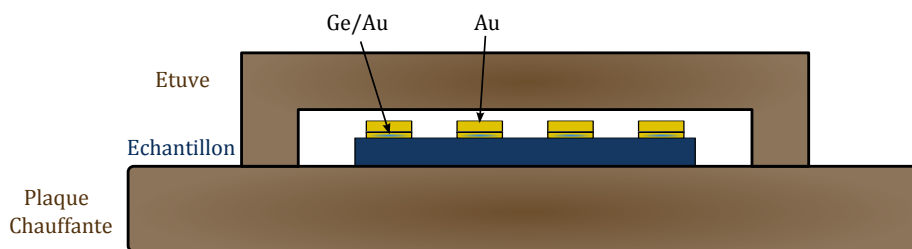
**Figure 5.2.:** Image de microscopie optique de deux des échantillons réalisés pour tester le caractère isolant des couches amorphes.

Pour caractériser la qualité de ces isolants, des contacts en or ont été déposés sur ces échantillons. Des mesures sous pointes permettent alors de mesurer la résistance entre les couches d'or séparées par la couche isolante. Cette résistance est de quelque Ohm à quelques centaines d'Ohm dans le cas des couches de nitrure, et est infinie pour les couches de silice, quelle que soit leur épaisseur.

J'ai donc choisi d'utiliser une couche de silice de 120nm d'épaisseur pour la fabrication de l'échantillon CUF-2I. Elle est bien isolante, suffisamment fine, et son épaisseur lui confère une couleur qui permet de bien la distinguer à la fois du métal et du semiconducteur, ce qui s'avère critique lors de la fabrication. Les gaz utilisés pour ce dépôt sont  $SiH_4$  (3sccm),  $N_2O$  (400sccm), et  $Ar$  (500sccm). Le réacteur est sous une pression de 1.7Torr, à une température de 280°C, et le plasma est généré par des radiofréquences de 200W de puissance. Ces paramètres assurent un dépôt lent, d'environ 0.6nm/s. L'épaisseur de la couche obtenue (140nm) est légèrement supérieure à la consigne.

### Contacts Diffusés à Basse Température

Un autre problème provient de la méthode de recuit des contacts diffusés. La méthode usuelle consiste à déposer une succession de métaux : nickel (10nm), germanium (60nm), or (120nm), nickel (20nm), puis or (200nm). La première couche de nickel sert d'accroche au dépôt. Les deux couches suivantes forment un alliage diffusant. La seconde couche de nickel bloque la formation de l'alliage et la diffusion. La couche d'or supérieure est suffisamment épaisse pour permettre la microsoudure de fils d'or. Ce dépôt est ensuite recuit à 380–410°C pendant 30–60s. Cette température est très élevée et, pour la fabrication de cet échantillon, risque d'endommager la qualité du thermocollage, les propriétés optiques de l'or, et la couche isolante. Il a donc été nécessaire d'étudier une autre méthode de recuit.



**Figure 5.3.:** Schéma du montage pour le recuit à basse température des contacts diffusés.

La méthode alternative consiste à recuire le dépôt métallique à une température plus faible, pendant une durée plus longue. Le schéma du montage est visible sur la Figure 5.3. L'échantillon est placé sur une plaque chauffante à 250°C, à l'intérieur d'une pièce métallique creuse, pour former une sorte d'étuve. Cette pièce métallique a pour fonction d'empêcher les déplacements d'air en contact avec l'échantillon, et de rayonner la chaleur de la plaque chauffante sur l'échantillon. Sa présence réduit considérablement le temps nécessaire au recuit. Il a été montré qu'un recuit de 4h dans ces conditions offre un contact ohmique de même qualité que le recuit classique, sur un échantillon formé d'une hétérostructure *InGaAs/InAlAs* contenant des puits dopés. La profondeur de diffusion n'a pas été mesurée, mais elle peut être estimée entre 200 – 500nm. L'idéal est de réaliser ce recuit dans un environnement le plus propre possible pour éviter que des polluants s'adsorbent à la surface du métal.

J'ai vérifié que cette méthode de recuit n'endommage ni le thermocollage, ni la couche isolante. C'est donc une technique adaptée à la fabrication de l'échantillon CUF-2I.

### 5.1.2. Procédé Complet

Avant de procéder à la fabrication de l'échantillon, j'ai caractérisé les propriétés optiques des couches épitaxiées. En effet, l'hétérostructure de cet échantillon est nominale-ment identique à celle de l'échantillon CUF-2, mais la densité électronique peut varier légèrement. Un échantillon témoin d'une seule période, réalisé en même temps que la croissance de CUF-2I, a permis cette caractérisation. Il a été préparé, puis mesuré en transmission à l'angle de Brewster. Ces mesures ont révélé que le mode de Berreman est à une énergie de  $E_{exc} = 107.5\text{meV}$ , ce qui correspond à une densité électronique de  $N_V = 5.8 \times 10^{18}\text{cm}^{-3}$ .

La fabrication de l'échantillon pour l'émission THz est récapitulée par la Figure 5.4 et la Figure 5.5, et suit les étapes décrites ci-dessous.



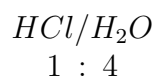
**Préparation** L'échantillon doit être clivé en prenant en compte l'axe cristallin du substrat. En effet, comme le montre la Figure 3.15, le flanc d'une gravure humide n'est pas le même pour les deux axes. Il est donc important de cliver l'échantillon en repérant ces axes, pour s'assurer que la gravure humide créera bien les flancs pentus que l'on voit sur la Figure 5.1. Une fois l'échantillon clivé, et les axes notés, il faut le nettoyer par immersion dans des solvants, puis dans l'acide fluorhydrique pur (environ 15s).

**Isolation et Métallisation du plan d'or** Une couche de 140nm de silice est déposée à l'aide de la recette de PECVD détaillée au début de cette section. Le dépôt métallique et le traitement de surface de l'échantillon et du substrat hôte d'arséniure de gallium sont identiques à ceux des tests présentés dans la partie précédente de ce chapitre.

**Report de substrat** - Figure 5.4.a - L'échantillon est ensuite collé par thermocompression sur le substrat hôte. Cette procédure est détaillée en section 3.2. Une gravure chimique sélective, décrite dans la même section, permet de révéler la surface inférieure de la croissance.

**Métallisation des rubans** - Figure 5.4.b - De l'or est ensuite évaporé uniformément sur les régions de l'échantillon qui accueilleront les rubans. Pour cela, on réalise une lithographie négative laissant seulement des ouvertures carrées dans la résine. C'est dans ces carrés que l'or sera déposé. La résine utilisée est la AZ5214, dont la recette, bien maîtrisée, est optimisée même pour de petits motifs.

Un plasma d'oxygène de 2min permet de s'assurer qu'il ne reste plus de traces de résine photosensible dans les carrés. Cette opération crée des oxydes en surface de l'échantillon qui doivent être éliminés. Une solution consiste à les graver sélectivement à l'aide d'une solution d'acide chlorhydrique :



Cette gravure est très rapide, et l'échantillon reste immergé environ 15s pour assurer la propreté de la surface.

L'échantillon est ensuite placé dans le bâti de l'évaporateur. Un léger décapage ionique à l'argon (environ 4nm) permet d'enlever les dernières traces de résines et/ou d'oxyde. On peut alors déposer les 2nm de titane et 50nm d'or constituant la couche métallique supérieure de la cavité.

Le métal en excès est finalement enlevé par retrait de la résine. Un plasma d'oxygène de 5min assure la propreté de la surface ainsi révélée.

**Masquage** Le masque de nitrure est déposé à l'aide de la recette de PECVD à 150°C exposée dans la section 4.3. Il faut cependant déposer une épaisseur plus importante de nitrure que dans le cas de l'échantillon CUF-2. En effet, la gravure physique se fera ici dans de petites tranchées fermées, plutôt qu'autour de longs rubans (CUF-2), ce qui la ralentit notablement. Il faut donc prévoir un masque plus épais, pour éviter qu'il ne soit entièrement gravé avant la fin de la gravure physique des rubans. J'ai donc déposé 1.55µm de nitrure, ce qui correspond à 1400s de dépôt.

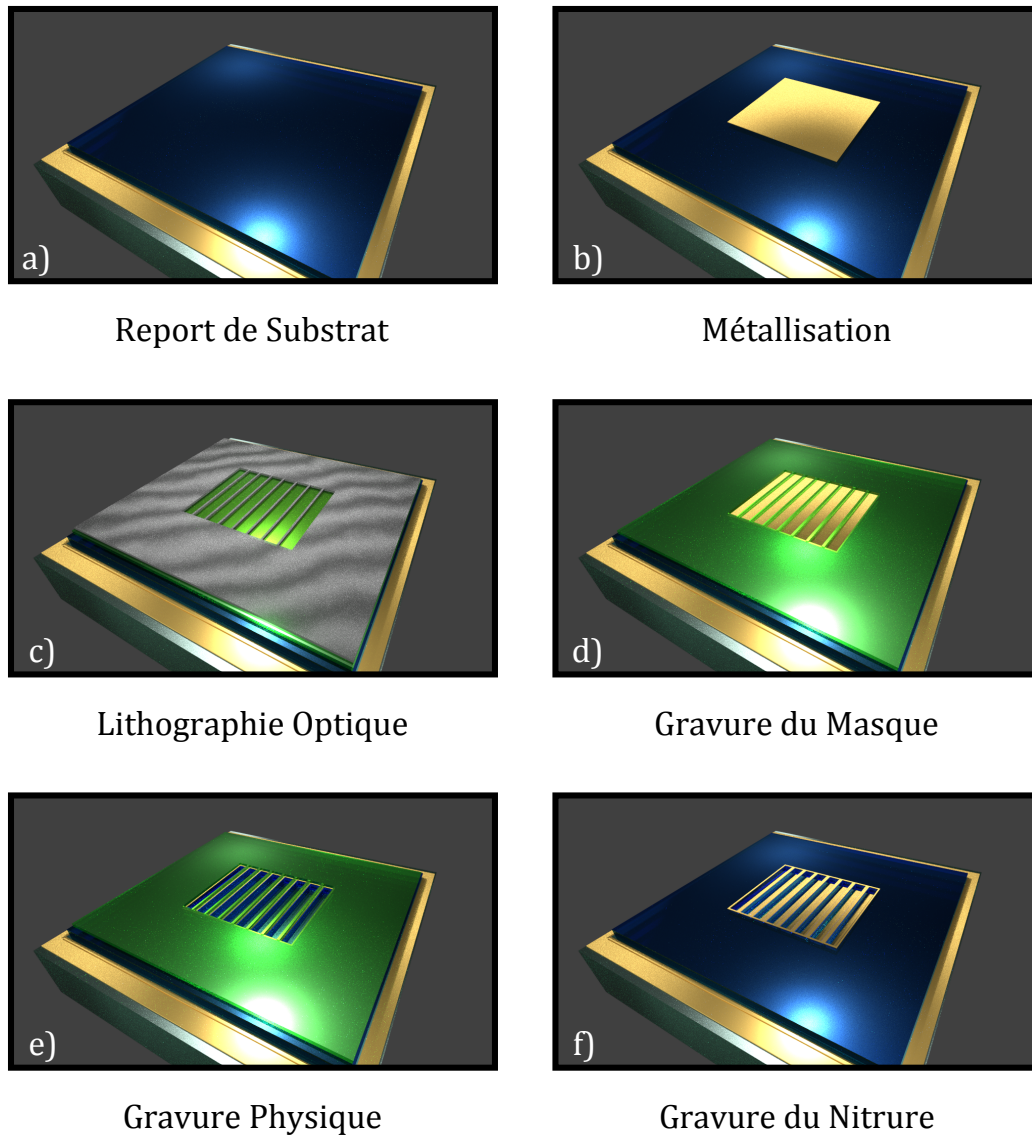
**Lithographie des réseaux** - Figure 5.4.c - Cette étape est régie par les mêmes contraintes que celles décrites dans la section 4.3. Cependant, la surépaisseur de nitrure oblige à changer de résine : la S1805 est trop fine, et serait gravée en RIE avant que les tranchées n'aient fini d'être gravées. On utilise donc la résine positive S1813, avec les paramètres d'enduction et d'expositions listés dans le Tableau 5.1. Le reste de la procédure (détourage et contact avec le masque) est identique au cas de l'échantillon CUF-2.

Ont ainsi été lithographiés des réseaux de rubans de 300µm × 300µm. Les tailles des rubans varient entre  $s = 1\mu\text{m}$  et  $s = 13\mu\text{m}$ , et leur espacement est de  $o = 6\mu\text{m}$ . Cette ouverture a été choisie plus grande que dans le cas de l'échantillon CUF-2, pour que les autres étapes de fabrication, notamment la gravure physique, soient plus aisées. L'impact de cette modification peut être simulé et se traduit par une baisse du contraste des spectres de réflectivité d'environ un tiers.

Autour des régions métallisées, la résine protège uniformément l'échantillon.

**Gravure du masque** - Figure 5.4.d - Les paramètres de lithographie utilisés ici évitent tout problème de sous-développement de la résine, et on peut procéder directement à la gravure du masque. Elle est réalisée par RIE, avec les paramètres détaillés dans la section 4.3. L'épaisseur de nitrure déposée ici est gravée en 17min et 30s. 2min et 30s de gravure supplémentaires permettent de s'assurer de la gravure totale du nitrure dans les tranchées entre les rubans.

A la fin de la gravure, le masque de résine peut être nettoyé par immersion dans l'acétone, puis dans l'isopropanol.



**Figure 5.4.:** a-f) Début de la fabrication de l'échantillon CUF-2I. Les étapes sont similaires à celles de la fabrication de CUF-2, si ce n'est que l'or n'est déposé - et la gravure réalisée - que sur une petite région, contenant les cavités.

<i>Etape</i>	Enduction	Recuit	Détourage (Exposition)	Détourage (Développement)
<i>Paramètres</i>	6000 <sup>tour</sup> /min pendant 30s	60s à 110°C	400mJ soit 40s	<i>MF 319</i> pendant 20s

<i>Etape</i>	Exposition	Développement
<i>Paramètres</i>	80mJ soit 8s	<i>MF 319</i> pendant 20s

**Table 5.1.:** Liste des paramètres de la lithographie fine utilisant la résine *S1813*.

**Gravure Physique** - Figure 5.4.e&f - Pour cet échantillon, on procède directement à la gravure par ICP - RIE. En effet, il a pu être observé que le Lugol, utilisé pour graver sélectivement l'or, fait apparaître des débris sur la surface de l'échantillon. La raison pour laquelle ce phénomène était négligeable dans le cas de l'échantillon CUF-2 mais pas ici est peut être liée à la différence d'écoulement de la solution de gravure autour des tranchées. Il a donc été décidé de remplacer cette gravure chimique par une gravure physique de l'or, utilisant les mêmes paramètres d'ICP que pour la gravure du semiconducteur (voir section 4.3).

Un laser mesure in situ les modifications d'épaisseur de l'échantillon lors de la gravure. Il est possible de suivre la gravure successive des couches en analysant l'intensité réfléchie de ce laser. Celle-ci est très importante sur l'or supérieur. En 30s, la couche d'or est gravée, et l'intensité réfléchie diminue brutalement. Elle remonte peu à peu pendant que le semiconducteur est gravé, tout en oscillant. Quand la gravure atteint la couche de silice, environ 310s après avoir gravé l'or, les oscillations ralentissent brutalement. Si on poursuit la gravure, la réflectivité remonte à mesure que l'or inférieur est découvert.

L'échantillon complet a été gravé pendant 380s. Cette durée correspond au moment où la couche de silice est pratiquement gravée en dehors des tranchées. Une observation au microscope optique montre que le fond de gravure entre les rubans est de la couleur de la silice. Ce temps de gravure est donc suffisant pour éliminer le semiconducteur, sans toutefois révéler l'or du plan inférieur, ce qui peut être une source de courts-circuits.

Une fois la gravure physique terminée, on peut graver les restes du masque de nitrure en utilisant la recette de RIE habituelle (voir Figure 5.4.f). Il est notable, bien que difficilement visible sur la figure, que cette dernière grave aussi la silice, et révèle ainsi l'or inférieur au fond des tranchées.

**Gravure du méso** - Figure 5.5.a - Comme le montre la Figure 5.1, le méso doit être défini pour laisser suffisamment de place pour les contacts électriques, et offrir des flancs pentus pour permettre un dépôt aisé de ces contacts. Pour avoir un espace assez large, j'ai décidé de laisser  $200\mu\text{m} \times 300\mu\text{m}$  des deux côtés des rubans. La résine que j'ai utilisée pour cette lithographie est très épaisse. En effet, elle doit recouvrir les rubans et les tranchées sans laisser passer la solution de gravure. Par sécurité, j'ai appliqué la résine positive *S1828* en double épaisseur. L'épaisseur totale de cette couche est d'environ  $5\mu\text{m}$ . Les paramètres utilisés pour cette lithographie sont standards.

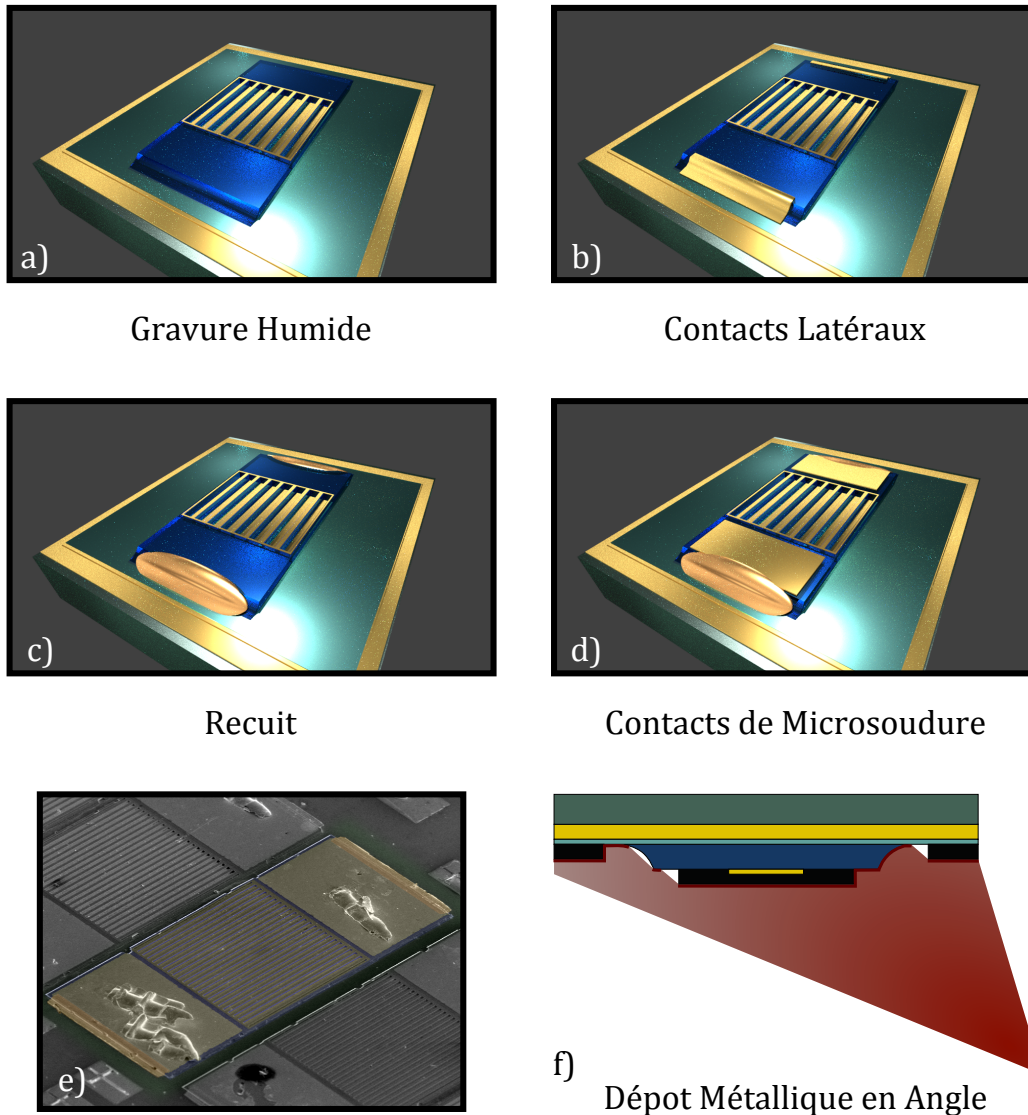
La solution de gravure chimique utilisée est la deuxième présentée dans la section 2.3. Sa vitesse est d'environ  $550\text{nm/s}$  et elle est sélective sur la silice. Il a fallu attendre 5min et 30s pour que le semiconducteur soit entièrement gravé. Une observation au microscope permet de constater que la couche inférieure de l'échantillon est bien la silice. Cette dernière est plus uniforme et lisse que le métal, et sa couleur est caractéristique. On doit aussi pouvoir voir la sous-gravure chimique (le méso est gravé sous la résine), qui doit être de l'ordre de l'épaisseur gravée (ici,  $3\mu\text{m}$ ).

Une fois la gravure terminée, la résine de la lithographie peut être nettoyée par immersion dans les solvants usuels. Pour s'assurer de la disparition des dernières traces de résines, on peut plonger l'échantillon dans un plasma d'oxygène pendant 5min.

**Dépôts des contacts diffusés** - Figure 5.5.b - Par simplicité, on sépare les dépôts permettant de contacter les couches dopées par le côté, et celui permettant la microsoudure. En effet, pour réaliser un dépôt métallique efficacement sur les flancs, l'échantillon est orienté à  $45^\circ$  par rapport à l'axe d'évaporation du métal. Celui-ci se dépose donc sur les flancs de la résine elle-même. Cela peut rendre le retrait de résine extrêmement délicat si l'épaisseur de métal est trop importante. On préférera réaliser un second dépôt pour permettre une épaisseur plus importante de métal, adaptée à la microsoudure.

Une lithographie négative est réalisée pour ne laisser apparent qu'un fin rectangle autour des flancs pentus de l'échantillon. Elle est exécutée en utilisant une double épaisseur de résine *AZ5214*, à l'aide des paramètres détaillés dans le Tableau 5.2. Cette résine est suffisamment épaisse pour masquer les tranchées des rubans gravés, sans faire une trop grande ombre lors de l'évaporation.

Une fois la lithographie terminée, il est nécessaire de nettoyer le fond de l'échantillon à l'aide d'un plasma d'oxygène de 2min. C'est d'une importance cruciale pour la qualité des contacts diffusés. Cette étape crée aussi des couches d'oxyde à la surface de l'échantillon. Pour cette étape il est préférable de les



**Figure 5.5.:** a-d) Fin de la fabrication de l'échantillon CUF-2I.

e) Image de microscopie électronique colorisée d'un méso de l'échantillon réalisé. La croissance est bleutée, l'or doré, les contacts recuits orangés, et la silice verte.

f) Principe du dépôt métallique en angle. Le métal évaporé (rouge) se dépose en une couche rouge foncé sur l'échantillon (vu en coupe dans la longueur) et sur le dessus et les flancs de la résine (en noir). Celle-ci crée des ombres dans lesquelles le métal n'est pas déposé.

<i>Etape</i>	Enduction	Recuit	Enduction	Recuit
<i>Paramètres</i>	3500 <sup>tour</sup> /min pendant 30s	60s à 110°C	3500 <sup>tour</sup> /min pendant 30s	60s à 110°C

<i>Etape</i>	Détourage (Exposition)	Détourage (Développement)	Exposition
<i>Paramètres</i>	600mJ soit 60s	AZ 326 MIF pendant 30s	70mJ soit 7s

<i>Etape</i>	Recuit d'inversion	Saturation	Développement
<i>Paramètres</i>	120s à 120°C	600mJ soit 60s	AZ 326 MIF pendant 30s

**Table 5.2.:** Liste des paramètres de la lithographie utilisant la résine AZ5214 en double couche.

supprimer au canon à ion, directement dans le bâti de l'évaporateur. Cela minimise les altérations chimiques subies par les flancs de l'échantillon et la résine.

L'échantillon est donc placé dans l'évaporateur, et orienté à 45°, comme schématisé dans la Figure 5.5.f. Pour que les deux côtés du méso soient contactés, il faut faire l'opération une seconde fois à -45°. On commence par un décapage assez puissant (environ 10nm) pour être sûr d'avoir éliminé la couche d'oxyde, et atténuer les défauts de surface des flancs. On évapore ensuite le contact diffusant. Les épaisseurs déposées sont choisies légèrement plus grandes que celle de l'alliage classique pour anticiper les défauts de pente de l'échantillon. J'ai donc déposé 12nm de nickel, 72nm de germanium, et 144nm d'or.

Le retrait de résine étant particulièrement délicat, il est utile de laisser la résine se faire graver dans l'acétone plus de 12h. Elle part alors facilement, emportant tout le métal superflu.

**Recuit lent** - Figure 5.5.c - On utilise ensuite la méthode de recuit exposée au début de cette section : l'échantillon est porté à 250°C sur une plaque chauffante, protégé par une étuve, le tout pendant 4h.

**Dépôt des plots de contact** - Figure 5.5.d - La dernière étape de cette fabrication consiste à déposer le métal servant à la microsoudure. J'ai utilisé la résine négative épaisse la plus simple d'utilisation pour cette étape, la résine *AZnLof*, avec des paramètres standards. Une fois encore, pour s'assurer de la disparition de la résine dans les trous, un plasma d'oxygène de 2min a été réalisé.

L'échantillon a ensuite été gravé au canon à argon sur une épaisseur d'environ 50nm. Le but de cette gravure était d'éliminer toute trace d'oxyde ou de polluants, et de contacter directement la première couche dopée. Le dépôt métallique effectué est identique à celui des contacts diffusés classiques, présentés au début de cette section. En effet, l'idée était de garder la possibilité de recuire à nouveau l'échantillon pour augmenter la qualité du contact ohmique en cas de dysfonctionnement de l'échantillon. Finalement, cette étape n'a pas été nécessaire.

Une image de microscopie électronique de l'échantillon ainsi réalisé est montrée sur la Figure 5.5.e. Les marques sur les régions réservées à la microsoudure sont des restes de fils d'or. Cette observation a permis de constater que les contacts diffusés sont bien présents sur l'ensemble de la tranche des mésas.

## 5.2. Incandescence THz par la Branche Polaritonique Inférieure

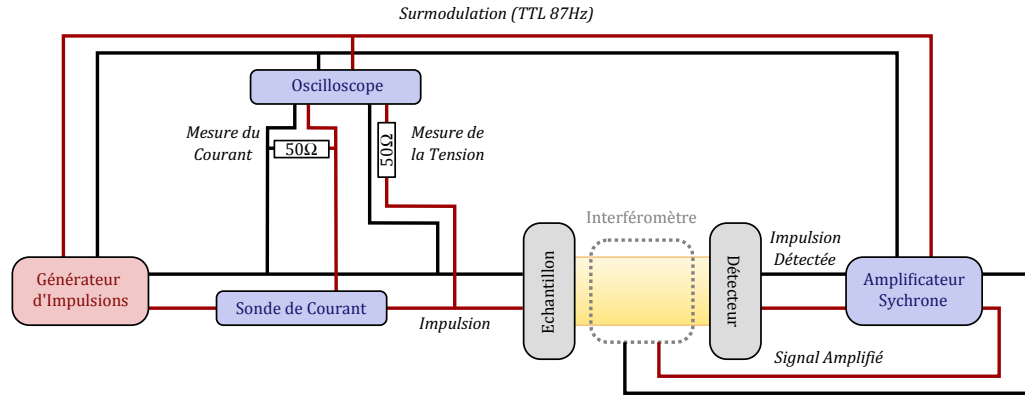
### 5.2.1. Montage Expérimental

Pour mesurer la puissance émise par l'échantillon, ainsi que le spectre lumineux, il faut injecter du courant dans l'échantillon entre les deux contacts diffusés. Pour cela, l'échantillon est collé sur un doigt froid de cuivre à l'aide de laque à l'argent, une résine ayant une bonne conductivité thermique et électrique. On microsoudes ensuite des fils d'or sur les deux contacts, pour les relier à deux céramiques collées sur le doigt froid, dont la surface est recouverte d'or pour assurer le contact électrique. La pièce de cuivre peut ensuite être placée dans un cryostat (ou un porte-échantillon de même forme, dans le cas de mesures à température ambiante). L'échantillon est connecté à un système de génération et de mesure d'impulsions par le biais des céramiques.

Le système électrique est schématisé dans la Figure 5.6. Un générateur envoie une impulsion de tension aux bornes de l'échantillon. La fréquence de modulation des impulsions peut aller de quelques Hz (quasi continu) à la centaine de kHz. Celle-ci passe par une sonde de courant, qui se décharge dans une résistance de  $50\Omega$ . La valeur du courant est mesurée par un oscilloscope, aux bornes de cette résistance. Une dérivation au niveau de l'échantillon permet de mesurer aussi la tension à ses bornes. Ici, on ajoute une résistance de  $50\Omega$  en ligne pour adapter l'impédance du montage, et diminuer les réflexions entre l'échantillon et le générateur.

L'échantillon sous tension émet de la lumière qui est collectée, traitée et détectée par un système optique. Dans notre cas, ce système est construit autour d'un interféromètre à transformée de Fourier, et sera présenté par la suite. Le signal mesuré





**Figure 5.6.:** Montage électrique permettant la mesure de l'émission de l'échantillon CUF-2I.

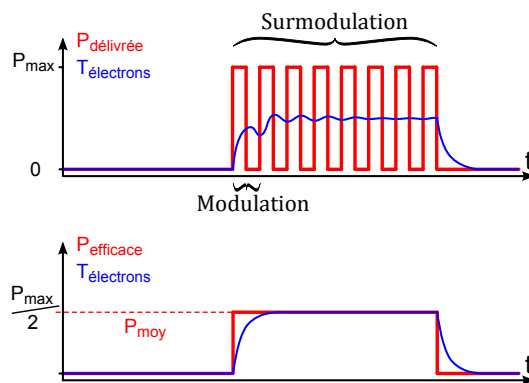
est amplifié par détection synchrone. Pour cela, l'amplificateur synchrone impose une fréquence, via un signal TTL, au générateur d'impulsions. Cela a pour effet de surmoduler le signal envoyé aux bornes de l'échantillon. On choisit une fréquence de surmodulation qui maximise la sensibilité du détecteur utilisé. Dans notre cas, elle est de 87Hz. Le signal ainsi amplifié est envoyé à l'ordinateur interne de l'interféromètre, qui traite le signal et calcule le spectre.

De telles mesures demandent d'être capable de détecter de très faibles signaux. Pour que la qualité des mesures soit optimale, il faut éviter les boucles de masse dans le circuit. Celles-ci peuvent être à l'origine d'un bruit assez important. Pour éviter cela, la masse est reliée à la terre (table optique).

La Figure 5.7 représente schématiquement le comportement de l'échantillon à la tension délivrée. La puissance délivrée par le générateur (en rouge) est nulle sur de grandes plages, fixées par la surmodulation TTL. Ailleurs, le générateur délivre des impulsions (dans ce cas avec un rapport cyclique de 50%) entre  $P = 0$  et  $P_{max}$ . La réponse en température du gaz d'électrons est représentée schématiquement en bleu. On s'intéresse à des phénomènes thermiques, donc intrinsèquement lents par rapport aux fréquences de modulation atteignables. La température du gaz n'a donc pas le temps de se stabiliser à la fréquence de la modulation, et n'est sensible qu'à la valeur moyenne de la puissance électrique effective.

La partie inférieure de la Figure 5.7 schématise la puissance effective délivrée à l'échantillon, et son effet sur la température des électrons. On voit qu'il est possible de considérer que l'échantillon est soumis à une puissance électrique de valeur crête  $P_{moy} = P_{max}/2$ <sup>1</sup>, modulée à la fréquence imposée par le signal TTL. La température

1. Le facteur 2 provient du rapport cyclique de 50%.



**Figure 5.7.:** Puissance électrique produite par le générateur (en haut). Puissance effective pour l'échantillon (en bas). Le changement de température du gaz d'électrons est schématisé dans les deux cas.

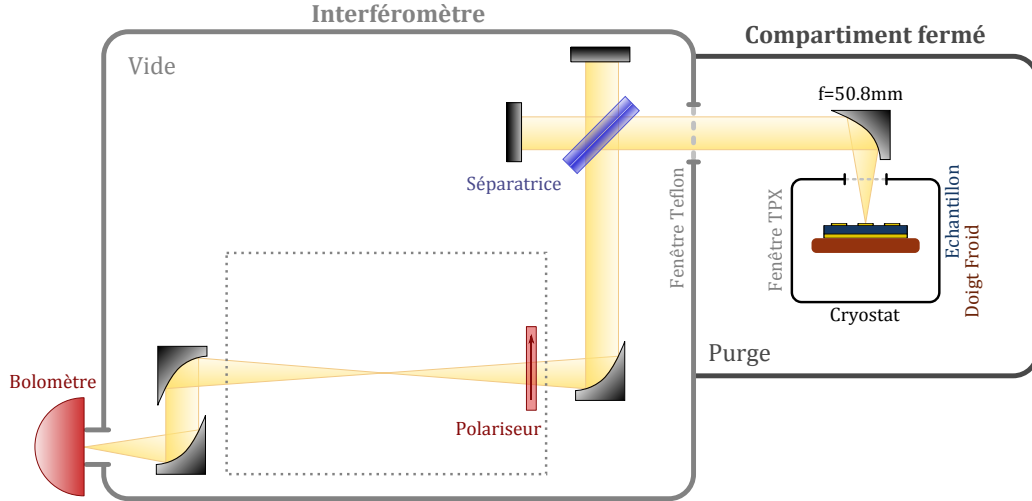
du gaz d'électrons va donc être contrôlée par les variations de cette puissance électrique.

La partie optique du montage expérimental est schématisée dans la Figure 5.8. L'échantillon peut être placé dans un cryostat pour réaliser des mesures à basse température. Dans ce cas, le signal optique passe par une fenêtre en polyméthylpentène (TPX). Dans le cas de mesures à température ambiante, on n'utilise pas de fenêtre, ce qui assure un signal légèrement plus élevé. Ce signal est collecté par un miroir parabolique de focale  $f = 50.8\text{mm}$ , et envoyé dans l'interféromètre, via une fenêtre en teflon.

Le signal traverse un montage de type interféromètre de Michelson, avant de traverser une zone réservée à l'ajout d'optiques. On place ici un polariseur THz. Celui-ci a pour but de sélectionner la polarisation perpendiculaire aux rubans. Cela élimine une partie du corps noir émis par l'échantillon, et rend l'alignement plus simple. Finalement, le faisceau est focalisé sur un bolomètre. L'entrée de ce dernier se fait par une fenêtre qui sert de filtre, et sélectionne les fréquences entre 1 et 10THz.

Pour maximiser la puissance optique transmise sur tout le trajet entre l'échantillon et le détecteur, il est important de minimiser l'humidité de l'air traversé. En effet, l'eau absorbe grandement dans ce domaine de longueurs d'onde, ce qui diminue le signal total, et fait apparaître des raies d'absorption dans les spectres. Pour ce faire, on crée un vide primaire dans l'interféromètre. Le vide est maintenu entre la fenêtre en teflon, et celle du bolomètre. Le cryostat est placé dans un compartiment fermé, purgé à l'air sec.

Contrairement au protocole expérimental présenté précédemment, les miroirs au-



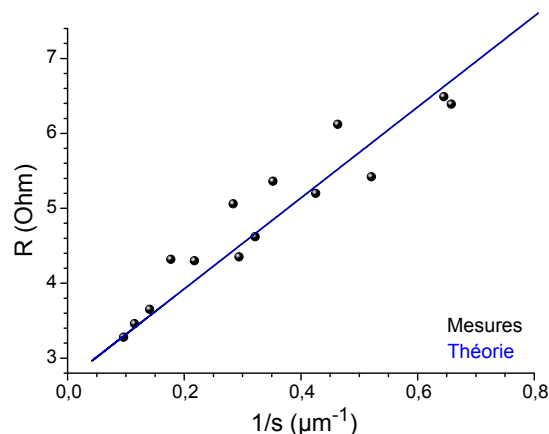
**Figure 5.8.:** Montage optique permettant la mesure de l'émission de l'échantillon CUF-2I.

tour de la séparatrice ne sont pas en mouvement continu lors de la mesure. En effet, la méthode de détection synchrone nous oblige à utiliser une technique de mesure pas à pas (*stepscan*), se déroulant comme suit. Les miroirs se déplacent pour assurer une différence de marche donnée entre les deux bras de l'interféromètre. Il est nécessaire d'attendre que le système se stabilise avant d'enregistrer la valeur du signal amplifié et de déplacer à nouveau les miroirs. On attend en général trois fois le temps caractéristique de l'amplificateur synchrone. Pour les mesures effectuées ici, ce temps est de  $300\mu\text{s}$ , ce qui permet d'effectuer un spectre, étant donnés la résolution et l'intervalle spectral choisis, en environ 12min.

### 5.2.2. Emission à Température Ambiante

La caractéristique électrique de l'échantillon est mesurée à l'aide du montage électrique présenté dans la section précédente. Comme la résistance de ces dispositifs est constante, leur caractéristique est une droite. La Figure 5.9 montre les résistances mesurées sur les différents mésas, en fonction de l'inverse de la taille  $s$  de la cavité. La taille des mésas est la même pour tous les échantillons. On voit qu'elle est généralement très faible, et qu'elle diminue pour les plus grandes tailles de rubans. Ce comportement se comprend très bien en considérant la résistivité  $\rho$  des couches d'*InGaAs* dopées, dans lesquelles le courant est transmis. Elle est donnée par  $\rho = 1/(N_V \mu e)$ , où  $N_V$  est la densité volumique d'électrons,  $\mu$  la mobilité,  $e$  la charge élémentaire. La résistance est alors obtenue par :

$$R(s) = \frac{L}{S(s)}\rho + R_s \quad (5.1)$$



**Figure 5.9.:** Résistances des dispositifs mesurés, pour différentes tailles  $s$  de cavités.

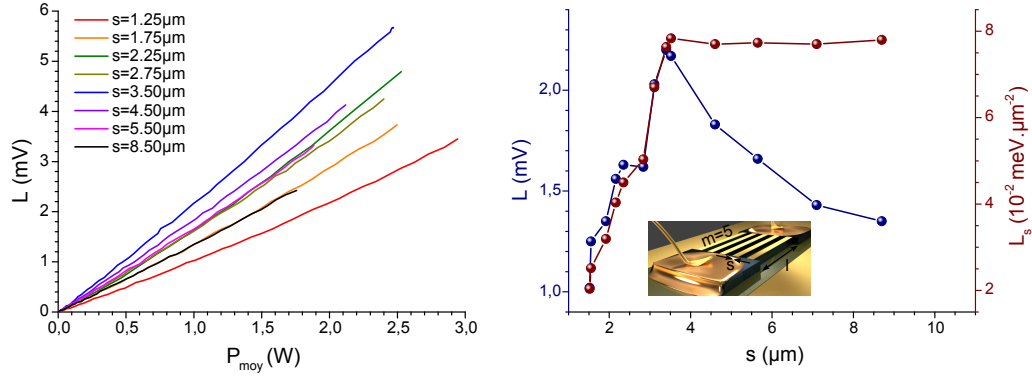
où  $L$  et  $S(s)$  sont respectivement la longueur et la section efficace du canal électronique, et  $R_s$  une résistance en série, prenant en compte les fils du montage, les microfils d'or, les microsoudures, et la résistance des couches de contact. La résistance calculée est tracée en bleu dans la Figure 5.9, en prenant  $\mu = 4000 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$ , à température ambiante et  $R_s = 1.7 \Omega$ .

Tous les spectres présentés par la suite ont été réalisés à 100kHz, avec un rapport cyclique de 50%, dans les conditions de tension et d'intensité maximales imposées par le générateur. Il a été vérifié que ces différents paramètres ont peu ou pas d'influence sur les spectres mesurés.

La Figure 5.10 montre la luminescence, mesurée à température ambiante sur l'amplificateur synchrone, pour différentes tailles  $s$  de rubans. Le panneau de gauche montre cette grandeur en fonction de la puissance électrique injectée. Cette puissance est divisée par deux<sup>2</sup>, par rapport à la puissance instantanée, pour obtenir sa valeur moyenne  $P_{moy}$ . La puissance optique émise est, en première approximation, proportionnelle à la puissance électrique injectée, avec une pente qui dépend de la taille  $s$  de la cavité.

Le panneau de droite de la Figure 5.10 montre la puissance optique mesurée en fonction de la taille du ruban, pour une puissance électrique constante (en bleu). On voit que la puissance lumineuse commence par augmenter avec la taille du réseau, connaît un maximum, avant de diminuer. Il existe donc des tailles de cavités qui maximisent la puissance émise. Pour discerner les différents facteurs influant sur ce phénomène, on peut renormaliser le signal émis par la surface de la région émettrice  $\Lambda$  (donnée par  $\Lambda = l \times m \times s$ , où  $l$  est la longueur des rubans, et  $m$  est le nombre de

2. Pour prendre en compte le rapport cyclique de 50%.

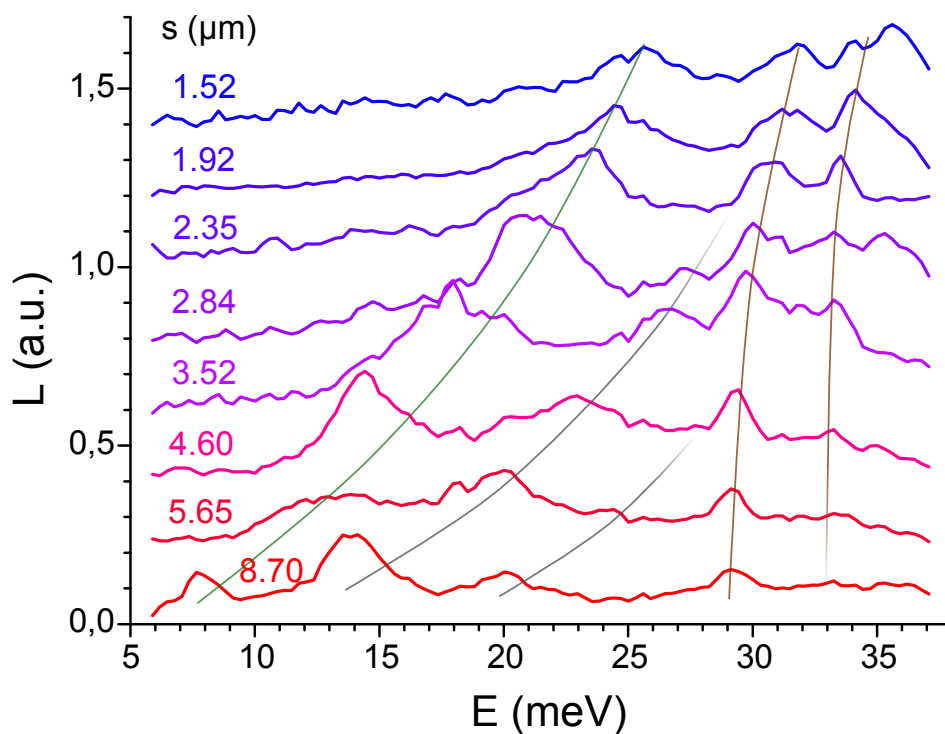


**Figure 5.10.:** Luminescence mesurée sur l’amplificateur pour différentes tailles  $s$  de cavités. A gauche, en fonction de la puissance électrique injectée (rapportée à une puissance moyenne). A droite, en fonction de la taille du réseau, pour une puissance continue de  $P_{moy} = 1\text{W}$  (bleu). Elle est comparée avec la luminescence par unité de surface (maron).

rubans du méso). On définit donc la luminescence surfacique comme :  $L_s = L/\Lambda$ . On remarque que cette grandeur, en marron sur le graphique de droite de la Figure 5.10, présente le même comportement que la luminescence, pour les petites tailles  $s$  de cavité. En revanche, la luminescence surfacique se stabilise et n’évolue plus à partir de  $s = 3.5\mu\text{m}$ , alors que  $L$  chute. On peut donc affirmer que cette décroissance n’est liée qu’au facteur de remplissage, un facteur purement géométrique, alors que la croissance initiale, présente dans les deux courbes, est due aux propriétés du système couplé.

La Figure 5.11 présente un choix de spectres mesurés pour différentes tailles  $s$  de cavités. L’aire des spectres est proportionnelle à l’intensité lumineuse, sous une excitation électrique identique pour chaque spectre ( $P_{moy} = 1\text{W}$ ). Comme dans les spectres de réflectivité de l’échantillon CUF-2, on voit des pics dont la position en énergie varie beaucoup d’une taille de cavité à l’autre, et d’autres qui se déplacent moins. Leur déplacement est représenté par des courbes pour guider le regard. Les premiers sont associés aux différents ordres du polariton de la branche inférieure (courbe verte), les seconds correspondent aux phonons (courbes marron). Le polariton se trouve quelques meV sous la bande interdite pour le ruban le plus petit, et se décale jusqu’à 7.5meV (soit 165 $\mu\text{m}$ ) pour la cavité la plus large ( $s = 8.7\mu\text{m}$ ).

Sur les deux derniers spectres ( $s = 5.65$  et  $8.70\mu\text{m}$ ), on voit clairement apparaître d’autres pics. Celui de plus haute énergie ( $\sim 20\text{meV}$ ) provient du couplage entre le mode de Berreman et le mode d’ordre 3 de la cavité. Le pic à 14meV, d’amplitude assez importante, ne correspond à aucun mode observé dans le cas de l’échantillon CUF-2. Sa nature sera discutée dans la sous-section 5.2.4. Ces pics aussi



**Figure 5.11.:** Spectres de luminescence de l'échantillon CUF-2I, pour différentes tailles  $s$  de cavités. Ces mesures ont été réalisées à température ambiante, avec des impulsions modulées à 100kHz et un rapport cyclique de 50%, dans les conditions de tension et d'intensité maximales imposées par le générateur. Les courbes ont ensuite été renormalisées à une excitation électrique de  $P_{moy} = 1\text{W}$  pour être comparables.

se déplacent en énergie (selon les courbes grises), de manière similaire au polariton inférieur d'ordre 1.

On voit aussi les pics liés aux phonons se décaler de quelques meV, comme dans le cas de l'échantillon CUF-2. Il est notable que l'amplitude des pics liés à ces modes décroisse fortement à mesure que la cavité devient plus large. Ce phénomène est lié à l'interaction entre phonons et polaritons, qui dépend de l'énergie du mode de cavité. Ce type de phénomène a déjà été observé pour l'échantillon CUF-2 (voir Figure 4.18).

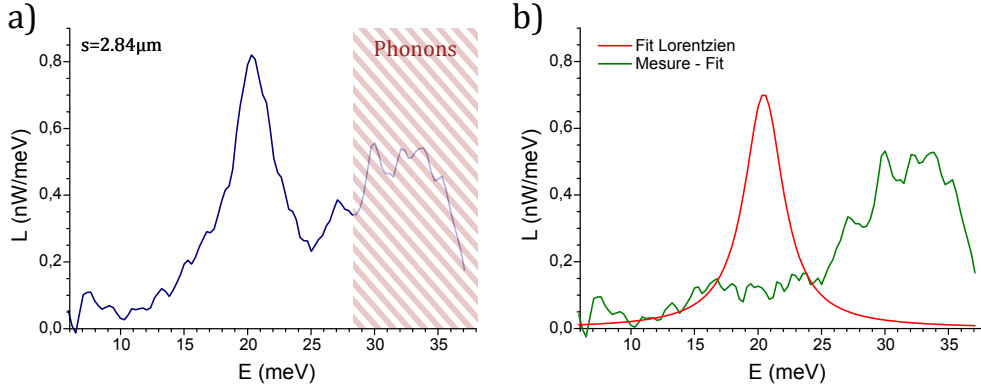
La Figure 5.12.a montre un spectre de luminescence, extrait de la Figure 5.11, mesuré pour  $s = 2.84\mu\text{m}$ . Il montre un unique pic d'émission lié au polariton inférieur, ainsi qu'une forêt de pics non résolus aux énergies des phonons. Comme il a été montré dans le chapitre 4, au travers de la Figure 4.18, le coefficient de Hopfield matière du polariton inférieur est de l'ordre de 30%, pour cette taille  $s$  de cavité. On remarque que le rapport signal à bruit est excellent, malgré le temps d'intégration faible des mesures ( $\sim 12\text{min}$ ). Il est important de noter que le pic d'émission est centré à 20.5meV, soit 4.95THz, et est mesuré à température ambiante. Dans les dispositifs intégrés à semiconducteurs, seuls les structures incandescentes [60] ou les lasers à mélange d'ondes intracavité [117, 118] ont déjà démontré une émission à ces longueurs d'onde à température ambiante.

Par ailleurs, il est intéressant de signaler le rapport entre la longueur d'onde émise, 60.6 $\mu\text{m}$ , et la taille de la cavité source  $s = 2.85\mu\text{m}$ . Le rapport entre ces deux valeurs est de plus d'un ordre de grandeur, et montre le confinement sub-longueur d'onde du système étudié ici. Un critère quantifiant ce confinement est l'indice effectif de la cavité (voir Équation 3.1 et sous-section 3.3.6), qui vaut dans ce cas  $n = 10.6$ .

Pour comparer ce résultat à ceux présentés dans la littérature, on cherche à exprimer la puissance émise par le dispositif dans l'angle de collection du système optique utilisé. On commence par extraire la valeur de la tension délivrée par le bolomètre exposé au rayonnement, à partir de celle mesurée par l'amplificateur synchrone. Celle-ci est donnée, pour un rapport cyclique  $rc$  de 50%, par :  $U = \pi/rc\sqrt{2}U_{lock-in}$ . On peut alors exprimer la puissance détectée par le bolomètre. Il faut pour cela connaître la réponse  $R$  de celui-ci, ainsi que le gain  $G$  du pré-amplificateur. La réponse, fournie par le constructeur, est de  $R \approx 7.5\text{kV/w}$ . Le gain est de  $G = 1000$ . On peut à présent obtenir la puissance émise. Pour cela, il est nécessaire de connaître la transmittance  $T_{syst}$  du système optique. Celle-ci tient compte des pertes des deux fenêtres se trouvant sur le trajet optique ( $\sim 0.66$  par fenêtre), du polariseur ( $\sim 0.75$ ), ainsi que de celles de l'interféromètre lui-même ( $0.5^3$ ). La puissance émise s'exprime donc :

---

3. Ce qui correspond à un minimum théorique. Cette valeur peut diminuer jusqu'à 0.2.



**Figure 5.12.:** a) Spectre d'émission d'un méso de l'échantillon CUF-2I. La luminescence est en unité réelle. b) Séparation de la contribution à la luminescence du polariton inférieur (fit Lorentzien) des autres contributions (corps noir et phonons).

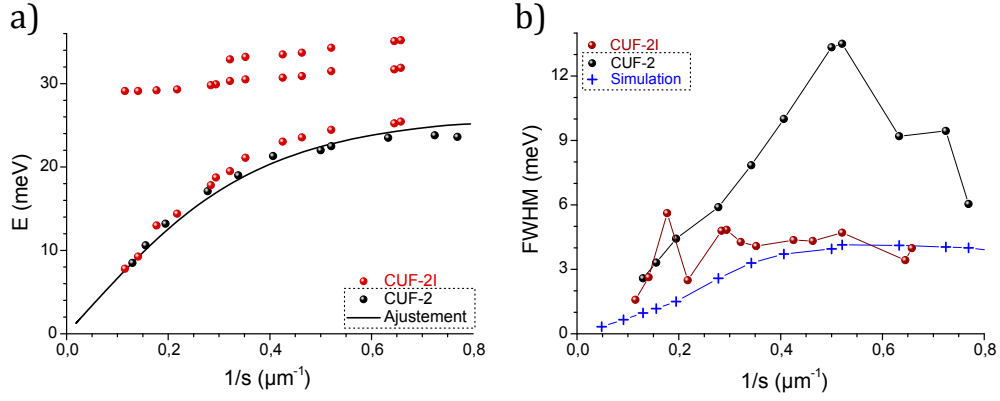
$$P_{lum} = \frac{1}{T_{syst}} \frac{\pi}{rc\sqrt{2}} \frac{U_{lock-in}}{RG}$$

Dans le cas de ce réseau, on trouve une puissance émise d'environ 10.7nW, sous une excitation électrique de  $P_{moy} = 2W$ . La contribution du polariton inférieur à cette puissance totale peut être déterminée à l'aide d'un ajustement Lorentzien, permettant d'éliminer la contribution du corps noir et des phonons. Cet ajustement, ainsi que la somme des autres contributions à la luminescence totale, est présenté dans la Figure 5.12.b. L'aire relative de ces spectres permet d'établir que la puissance émise par le mode polaritonique inférieur est de  $P_{LP} = 4nW$ .

Cette puissance est particulièrement importante comparée à celle de  $P_{LP} = 2pW$ , présentée dans la référence [60], pour un échantillon de composition comparable, sous une excitation électrique de l'ordre de  $P = 100mW$ . Pour expliquer cette différence, on peut comparer les excitations électroniques des deux systèmes. Celle de la référence [60] est caractérisée par une énergie de plasma  $E_{P1} < 6meV$ , alors qu'elle est de  $E_{P2} = 107.5meV$  pour l'excitation étudiée ici. La différence des forces d'oscillateurs de ces deux systèmes est donnée par le rapport des carrés des énergies de plasma :  $E_{P2}^2/E_{P1}^2 > 320$ . Si on considère qu'on n'a accès qu'à la moitié de cette force d'oscillateur, car seul le polariton inférieur est mesuré ici, on trouve un facteur multiplicateur supérieur à 160. Un autre facteur 10 provient de la puissance injectée, qui est inférieure d'un ordre de grandeur dans le cadre de la référence [60]. On retrouve donc bien les trois ordres de grandeur différenciant ces deux mesures.

A partir des spectres mesurés, il est possible d'établir la dispersion de l'échantillon. Cette dernière est tracée sur le panneau a) de la Figure 5.13. Les points rouges sont obtenus à partir des spectres d'émission de l'échantillon CUF-2I. Les points noirs,

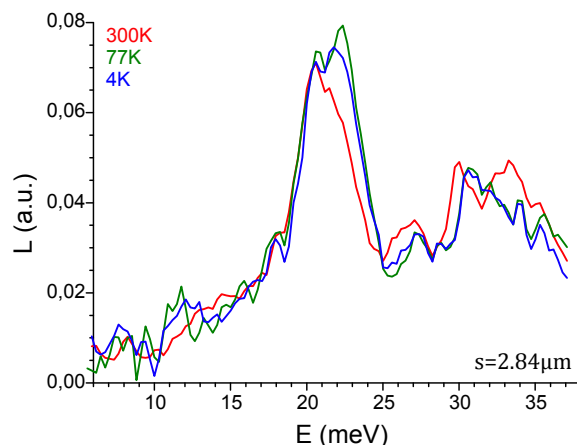




**Figure 5.13.:** Comparaison entre l'échantillon incandescent (CUF-2I, en rouge), et l'échantillon passif de référence (CUF-2, autres couleurs). a) Dispersion obtenue à partir des spectres de luminescence de l'échantillon CUF-2I. b) Largeur des pics d'émission.

mesurés sur l'échantillon CUF-2, offrent un point de comparaison. L'ajustement de ces mesures est présenté pour ajouter à la lisibilité du graphique. On remarque que le polariton inférieur est décalé d'environ 2meV vers les hautes énergies dans le cas de l'échantillon CUF-2I. C'est lié à la différence de dopage dans les couches d'*InGaAs*, qui renormalise l'ensemble des énergies des modes couplés. Excepté cette légère différence, on voit que la dispersion de la structure émettrice est très proche de celle de la structure passive.

Les largeurs mesurées à partir des spectres de luminescence de l'échantillon CUF-2I sont tracées dans la Figure 5.13.b et comparées aux données déjà présentées dans la Figure 4.18 concernant l'échantillon CUF-2. On remarque que les pics d'émission (en rouge) sont nettement plus fins que les résonances de réflectivité. À part quelques points "aberrants", les largeurs mesurées en émission se rapprochent assez bien de celles simulées pour CUF-2 (en bleu). La diminution des largeurs observées entre l'échantillon CUF-2 et CUF-2I s'explique par la diminution de surface des réseaux de cavités, et l'augmentation de l'ouverture  $o$  entre les rubans. En effet, si l'on suppose que la largeur était augmentée par des inhomogénéités de fabrication, on s'attend bien à voir ces inhomogénéités disparaître à mesure que la surface observée diminue. Entre ces deux échantillons, on est passé d'une surface de  $1.6\text{mm} \times 1.6\text{mm}$  à  $300\mu\text{m} \times 300\mu\text{m}$ , soit une diminution d'un facteur 28.5, ce qui corrobore cette hypothèse. D'autre part, le passage de  $o = 2$  à  $6\mu\text{m}$  change profondément la directionnalité de la gravure physique, et peut permettre d'obtenir des flancs nettement plus droits.



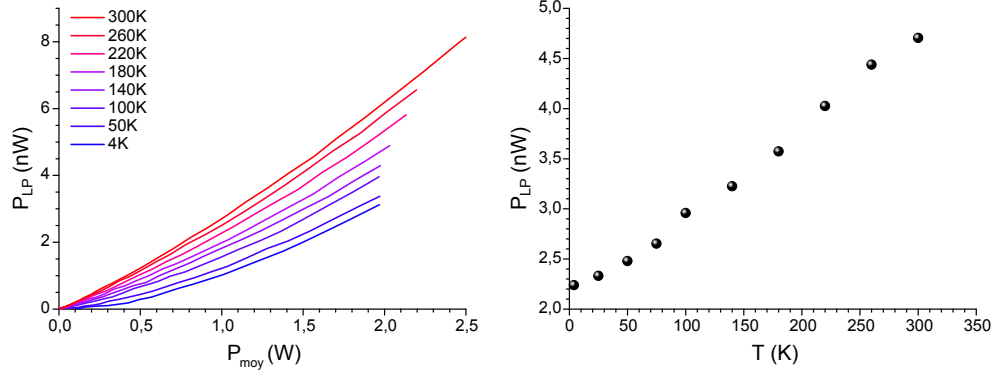
**Figure 5.14.:** Spectres d'émission de l'échantillon CUF-2I en fonction de la température. L'aire de ces spectres est normalisée.

### 5.2.3. Emission à Basse Température

Etant donnée la nature thermique de la source THz, j'ai étudié l'évolution de la puissance émise par le polariton en fonction de la température de l'échantillon. Pour cela, il faut placer l'échantillon dans un cryostat sous vide. Cela nécessite l'utilisation d'une fenêtre, qui doit être transparente dans les longueurs d'onde d'observation. J'ai utilisé ici une fenêtre en TPX, qui a une transmittance assez importante dans le domaine THz (environ 0.66, sur un spectre typique), et plate entre 6 et 25 meV. Lors du refroidissement, la résistance aux bornes de l'échantillon diminue.

La Figure 5.14 montre trois spectres mesurés à différentes températures, pour  $s = 2.84\mu\text{m}$ . On remarque que les spectres présentés ici sont extrêmement proches. Ils montrent tous trois le pic associé au polariton inférieur, ainsi que les pics associés aux phonons. Les spectres réalisés à 77K et à 4K ne montrent aucune différence notable. En revanche, le spectre à température ambiante présente un léger rétrécissement de la raie du polariton inférieur. Il en résulte une très légère différence dans l'énergie des pics liés aux phonons (environ 1 meV). On peut conclure de cette étude que la température n'influe pas notablement sur le spectre de la lumière émise.

La Figure 5.15 montre l'influence de la température sur la puissance émise par la branche polaritonique inférieure. Le panneau de gauche montre la puissance optique en fonction de la puissance électrique moyenne d'excitation  $P_{moy}$ . On remarque que les courbes perdent leur linéarité à mesure que la température diminue. On voit aussi que l'amplitude de ces courbes diminue avec la température. Cela implique que l'efficacité de l'excitation thermique décroît fortement quand la température baisse. Pour quantifier cette diminution, on s'intéresse à la puissance optique émise par le polariton inférieur à puissance électrique fixée.



**Figure 5.15.:** Puissance lumineuse émise par le polariton inférieur à différentes températures pour  $s = 2.84\mu\text{m}$ . A gauche, la luminescence est tracée en fonction de la puissance électrique moyenne injectée. A droite, elle est tracée en fonction de la température, à une puissance électrique fixée de  $P_{moy} = 1.6\text{W}$ .

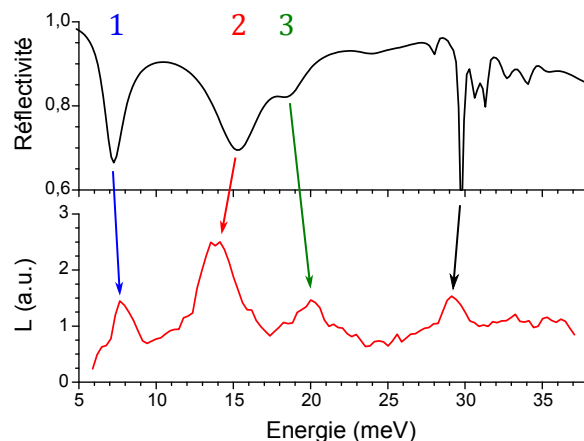
Le graphique de droite de la Figure 5.15 montre la luminescence mesurée, pour une puissance électrique fixée, en fonction de la température. Les points expérimentaux montrent une décroissance quasi linéaire assez importante quand la température diminue. Cet échantillon émet donc davantage de lumière à température ambiante qu'à froid. Ce comportement est particulièrement intéressant, car on observe généralement l'inverse dans le cas des sources électroluminescentes intersousbandes et des lasers à cascade quantique, mais aussi dans la structure incandescente présentée dans la référence [60]. D'autre part il devrait être possible d'obtenir une puissance optique encore plus importante en élevant la température de l'échantillon. Celui-ci pouvant résister à des températures de l'ordre de  $200^\circ\text{C}$ , on peut espérer augmenter le signal émis de cette façon. Par extrapolation, on s'attend à obtenir, dans les mêmes conditions d'injection électrique,  $P_{LP} = 6.6 \pm 0.4\text{nW}$ . En augmentant la puissance injectée à la valeur maximale délivrée par le générateur, on obtiendrait ainsi une puissance optique, émise par la branche polaritonique inférieure, de l'ordre de la dizaine de nW.

#### 5.2.4. Incandescence et Réflectivité

La luminescence d'une structure incandescente est donnée par [119] :

$$L(\lambda, T, \Delta\Theta) = BB(\lambda, T, \Delta\Theta) \times \varepsilon(\lambda, T, \Delta\Theta) \quad (5.2)$$

où  $BB(\lambda, T, \Delta\Theta)$  est l'émission du corps noir à la longueur d'onde  $\lambda$  à la température  $T$  et dans un angle solide  $\Delta\Theta$ , et  $\varepsilon$  est l'émissivité de la structure. La loi de Kirchhoff établit que l'émissivité est égale à l'absorption  $A = 1 - R$ . Il y a donc un

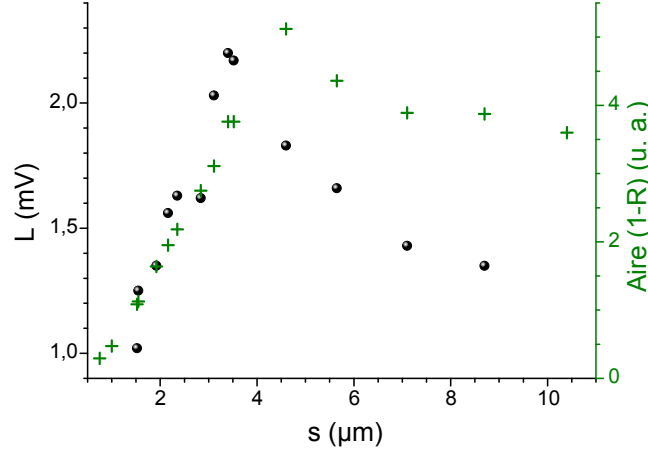


**Figure 5.16.:** Comparaison entre un spectre de luminescence mesuré et un spectre de réflectivité simulé à  $\theta = 13^\circ$ , pour  $s = 8.5\mu\text{m}$ .

lien direct entre la réflectivité et l'émission thermique de l'échantillon. A cause de la faible taille des dispositifs, il est impossible de mesurer leur réflectivité. En conséquence, j'ai simulé les spectres de réflectivité à un angle d'incidence  $\theta$  donné, en polarisation TM. Cependant, dans le cas de cette expérience, on collecte la lumière dans un cône, centré sur la normale à l'échantillon, de demi-angle  $20^\circ$ . Un polariseur sélectionne ensuite une unique composante de la polarisation. Le modèle numérique utilisé jusqu'à présent n'est donc pas à même de reproduire ces conditions, mais un modèle plus avancé est en cours d'élaboration.

Il est tout de même possible d'avoir un aperçu de ce que donnerait cette comparaison en s'appuyant sur les simulations utilisées jusqu'ici. La Figure 5.16 montre un spectre de luminescence mesuré, et de réflectivité simulée, pour un même réseau. On voit apparaître les mêmes pics dans les deux spectres, à des énergies très proches. Les pics  $n^\circ 1$ , et  $n^\circ 3$ , correspondent aux polaritons d'ordre 1 et 3, et la nature du pic  $n^\circ 2$  fait l'objet d'une discussion détaillée dans l'Annexe D. La différence principale entre les deux spectres vient de la séparation en énergie des deux pics centraux (2 et 3). Dans le spectre de réflectivité, ils sont presque confondus, alors qu'ils sont bien distincts dans le spectre de luminescence. Les écarts entre les deux spectres proviennent probablement des différentes conditions de mesures et de simulation (angle solide et polarisation).

On peut s'intéresser à l'aire des spectres de réflectivité simulés. En effet, d'après l'Équation 5.2, la luminescence totale mesurée est liée à l'aire de l'émissivité, soit à celle de  $1 - R$ . On voit une comparaison entre cette grandeur et la luminescence mesurée dans la Figure 5.17. On remarque que les deux courbes ont des tendances très similaires, en particulier pour les petites tailles  $s$  de cavités. La décroissance qui



**Figure 5.17.:** Luminescence totale mesurée et aire des spectres de réflectivité simulés en fonction de la taille  $s$  de la cavité.

apparaît pour les grandes tailles est légèrement différente entre les simulations et les mesures. Ces observations montrent la pertinence de cette comparaison, et motivent le développement de simulations plus proches des conditions expérimentales.

## Conclusions

J'ai démontré ici un dispositif incandescent, qui présente une émission THz, plus importante à température ambiante qu'à froid, à partir de la branche polaritonique inférieure. La puissance émise est plus de trois ordres de grandeur supérieure à celle démontrée dans la littérature pour un dispositif similaire. Cette augmentation est due au transfert de force d'oscillateur du mode de Berreman, dans le moyen infrarouge, vers le polariton inférieur, dans le THz.

Ce résultat démontre l'importance du couplage ultra-fort lumière-matière dans ce processus de génération de lumière. Il ouvre la voie à de nouveaux dispositifs, utilisant cette interaction comme un degré d'ingénierie supplémentaire.

# Conclusion

Au travers de ce travail de thèse, il a été démontré qu'il est possible d'atteindre un régime de couplage ultra-fort entre l'excitation électronique collective dans une couche mince fortement dopée et le mode photonique d'une cavité double métal. L'énergie de Rabi liée à ce couplage est tellement importante que la gamme d'énergies couverte par la branche polaritonique inférieure se situe dans le domaine THz, alors que l'excitation électronique raisonne dans le moyen infrarouge. Ce mode polaritonique est caractérisé par un très fort indice optique, ce qui implique le confinement de la lumière THz dans un volume effectif très faible. J'ai également réalisé et caractérisé une source incandescente THz à température ambiante basée sur l'excitation thermique de ces modes de polariton. Pour arriver à de tels résultats, il a été nécessaire d'étudier les propriétés optiques infrarouges d'un gaz dense d'électrons, les propriétés des modes de cavités double métal, ainsi que leur couplage.

Après une introduction générale (chapitre 1), le deuxième chapitre a présenté une étude théorique et expérimentale effectuée sur des puits quantiques très dopés d'épaisseur variable. Le concept de plasmon multisousbande a permis d'unifier la description de la réponse optique infrarouge d'un gaz d'électrons. Il relie ainsi le cas de la couche mince dopée, qui présente un mode de Berreman, à celui de l'absorption intersousbande dans un puits quantique. Les simulations numériques ont aussi permis de mettre en évidence certaines propriétés optiques des couches très dopées, telles que l'exaltation du champ par effet Epsilon Near Zero.

Des échantillons présentant des puits de taille variable ont été caractérisés. Ainsi, il a été démontré que leur spectre d'absorption ne présente qu'un unique pic étroit, parfaitement reproduit par des simulations basées sur la généralisation du modèle de Drude - Lorentz. Ces observations expérimentales ont donc corroboré les prédictions théoriques, démontrant ainsi le passage continu d'une absorption intersousbande à un mode de Berreman.

Le mode de Berreman observé dans une couche mince dopée est un candidat idéal pour observer le couplage ultra-fort à un mode de cavité. L'utilisation de cavités double métal pour réaliser ce système couplé a été discutée dans le chapitre 3. Les caractéristiques géométriques principales de ces cavités y ont été décrites, et leur impact sur le mode de cavité a été analysé. Il a ainsi été démontré que seule la largeur de la cavité a un impact sur l'énergie du mode, tandis que l'ouverture entre les cavités et leur épaisseur permettent d'accorder le couplage du mode à l'espace libre et aux cavités voisines. Différentes géométries de cavités ont été présentées, notamment les cavités gravées qui offrent un meilleur confinement du mode dans le semiconducteur. Il a aussi été montré que la grandeur caractérisant le couplage à la matière dans ce système est le recouvrement entre le mode de cavité et le gaz d'électrons. Cette quantité est maximale quand le volume de la cavité est entièrement rempli par le gaz.

Différentes techniques permettant la fabrication de ce type de cavités ont été présentées. L'une d'entre elles a nécessité la conception, la fabrication, et l'étalonnage d'une presse chauffante. Elle a été mise au point pour ce travail, et permettra désormais la fabrication d'autres dispositifs double métal (lasers à cascade quantique [120], détecteurs à puits quantiques [62]).

La fabrication et la caractérisation d'un système en régime de couplage ultra-fort ont ensuite été détaillées. Un couplage relatif record a ainsi été démontré, menant à l'apparition d'une bande interdite photonique dans la dispersion des polaritons. Il a été montré que l'énergie et la largeur de cette bande dépendent de l'énergie de Rabi du système couplé ainsi que de celle de l'excitation électronique.

Dans le quatrième chapitre de ce manuscrit, l'intensité du couplage a été poussée à l'extrême, par le biais de l'optimisation du recouvrement entre le mode de cavité et les électrons. Cette optimisation a nécessité un changement de la géométrie des cavités, via la gravure du semiconducteur entre les rubans métalliques, et une minimisation de l'espace occupé par les couches non dopées.

J'ai démontré que le couplage est tellement important dans ce système qu'il est impossible de concevoir une cavité double métal adaptée au confinement des deux polaritons. La cavité a donc été épaissie, pour être mieux adaptée au confinement de modes dans le THz. Ceci a permis l'observation d'un mode polaritonique de contraste important dans ces longueurs d'onde, à partir d'une excitation électronique dans le moyen infrarouge. Cette observation témoigne d'une énergie de Rabi relative sans précédent à température ambiante. Par le biais du couplage ultra-fort, on a ainsi montré qu'il est possible de déplacer vers les faibles énergies une partie de la grande force d'oscillateur associée au mode de Berreman dans le moyen infrarouge.

Le chapitre final s'est intéressé à décrire une source incandescente utilisant ce mode polaritonique THz. La microfabrication de cet échantillon a nécessité de nombreuses étapes, dont la plupart n'avaient jamais été réalisées dans notre laboratoire. Il a no-

tamment été nécessaire de déposer une couche électriquement isolante et résistante au procédé de thermocollage. Il a aussi fallu développer une méthode permettant le contact électrique latéral d'une grande épaisseur de couches dopées.

Ainsi, il a été possible d'exciter thermiquement le gaz d'électrons contenu dans la cavité double métal gravée et d'observer l'émission THz par la branche polaritonique inférieure. Les spectres mesurés ont été comparés à la réflectivité simulée, et montrent un bon accord. Une puissance de plusieurs nW, émise par le polariton inférieur à température ambiante, a été reportée. Par ailleurs, il a été montré que celle-ci augmente avec la température de l'échantillon, ce qui est un phénomène inédit pour les sources semiconductrices fonctionnant dans ces longueurs d'ondes [121, 122, 123].

Les résultats présentés dans ce manuscrit permettent de constater que le régime de couplage ultra-fort peut être utilisé comme un degré de liberté dans la conception de matériaux artificiels, aux propriétés optiques nouvelles (en ce sens, des métamatériaux). On pourrait par exemple envisager de réaliser une métasurface caractérisée par des cavités double métal de motifs carrés de taille variable. Cette structure donnerait lieu à un métamatériau présentant une bande interdite photonique, quelles que soient la polarisation et la direction de propagation de l'onde incidente, dont la largeur et la position en énergie peuvent être choisies.

De plus, le couplage ultra-fort atteignable avec les cavités double métal pourrait être utilisé pour obtenir des branches polaritoniques séparées de l'énergie d'un phonon optique. Dans ce cas, si l'on est capable de peupler sélectivement la branche supérieure, la diffusion polariton - phonon optique pourrait atteindre un régime stimulé, grâce au caractère bosonique des polaritons [124, 29, 125].

Les modes de Berreman sont intéressants même au-delà de leur utilisation pour le régime de couplage fort. Une de leurs propriétés remarquables est de rassembler l'ensemble de l'absorption vers les hautes énergies. Cette propriété pourrait être un atout dans la conception de guides d'onde pour les lasers à cascade quantique THz. En effet, ces lasers utilisent généralement un guide d'onde double métal. L'utilisation d'une couche mince très dopée comme miroir inférieur pourrait alléger leur processus de fabrication, tout en minimisant les pertes par porteurs libres.

Par ailleurs, les épaisseurs des couches minces présentées ici correspondent à des tailles accessibles par les procédés de micro-fabrication. Un travail est actuellement mené pour étudier l'effet d'une structuration latérale des couches minces sur leur absorption. Les résultats préliminaires de cette étude sont présentés en supplément. Les prédictions numériques montrant une modification de l'énergie de résonance du système par la structuration  $y$  sont présentées. Une série d'échantillons, fabriquée



pour mettre en évidence ce phénomène, y est décrite et caractérisée. Quelques pistes d'interprétations sont alors présentées par le biais des simulations numériques. Ce travail est poursuivi par Baptiste DAILLY dans le cadre de sa thèse.

La modification de l'absorption via la structuration pourrait permettre la conception d'absorbeurs très efficaces dans l'infrarouge moyen et lointain [123], ainsi que de sources incandescentes, basées sur une excitation thermique similaire à celle présentée dans le chapitre 5.

De manière générale, ce travail montre comment l'utilisation de couches minces très dopées offre de nouvelles possibilités dans les domaines de l'infrarouge moyen et du THz. Les modes de Berreman ont une absorption élevée et localisée en énergie, et qui peut être contrôlée par une structuration de la couche mince. Mis en cavité, ils permettent d'atteindre des forces de couplage lumière-matière inédites à température ambiante, ce qui résulte en des modes polaritoniques aux propriétés optiques inhabituelles, mais surtout contrôlables.

En conclusion, il a été montré que la modification de l'indice optique, par le dopage, ainsi que la structuration en microcavités permet, par le biais du couplage lumière-matière, de concevoir des matériaux aux propriétés optiques maîtrisées.

# Supplément



# Modes de Berreman Généralisés à Plusieurs Dimensions

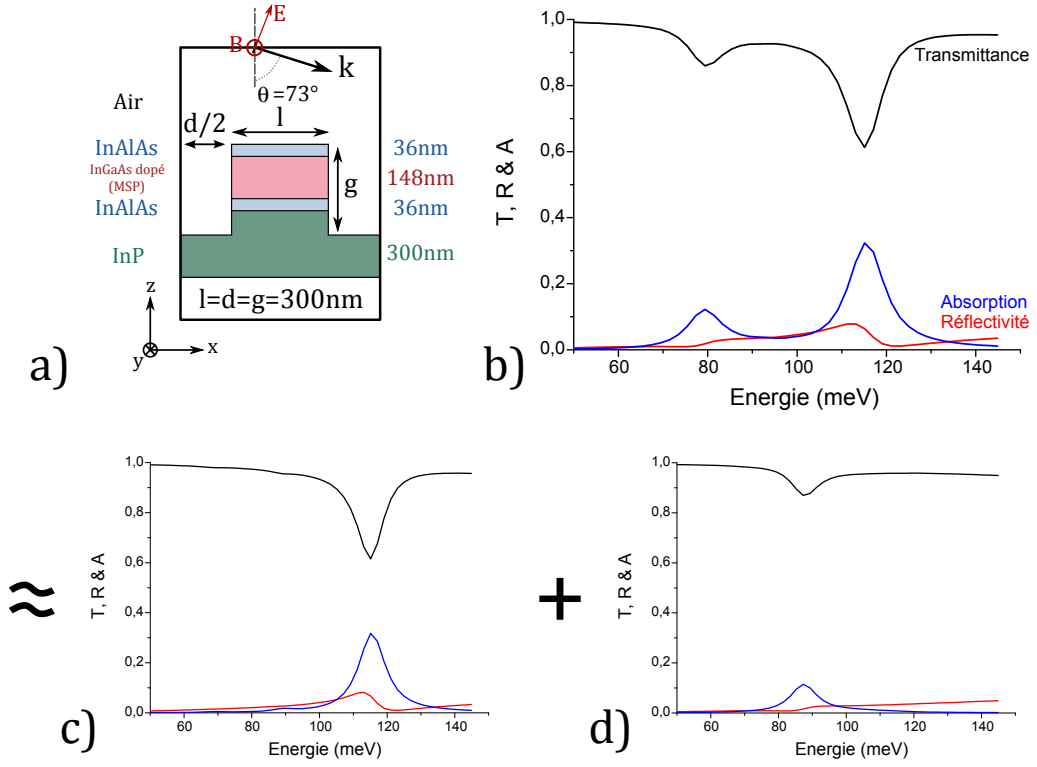
Ce chapitre supplémentaire s'attache à montrer comment les simulations numériques ont permis de prédire la possibilité de confiner un plasmon dans plusieurs dimensions. Pour vérifier ce phénomène, j'ai conçu et fabriqué une série d'échantillons, et caractérisé leur réponse optique.

Considérons une couche mince dans laquelle les électrons individuels ne sont pas confinés. On observe alors un mode de Berreman si l'épaisseur de la couche est faible par rapport à la longueur d'onde. Etant donné les longueurs d'onde des plasmons étudiés ici ( $E_P \approx 120\text{meV}$ , soit  $\lambda_P \approx 10\mu\text{m}$ ), ce sont des épaisseurs accessibles par des processus de microfabrication. Il est alors envisageable de concevoir des structures dans lesquelles le confinement du plasmon n'est pas uniquement créé dans la direction de la croissance, mais aussi dans les deux directions du plan, par une gravure de la couche dopée.

Pour des raisons de simplicité de fabrication, de mesure, comme de simulation, je présente ici des résultats obtenus en confinant le mode de Berreman dans une direction du plan des couches, en plus du confinement dans la direction de croissance. Ces résultats sont, par ailleurs, tout à fait généralisables à un confinement tridimensionnel.

## I.1. Prédictions Numériques

Les simulations numériques présentées dans la section 2.1 permettent de monter l'émergence d'un mode de Berreman dans la réponse optique d'une couche mince d'épaisseur inférieure à la longueur d'onde. Ce modèle numérique permet de faire varier la géométrie du système, et ainsi de prévoir l'effet d'une gravure de la couche dopée sur sa réponse optique. La Figure I.1 montre les simulations obtenues sur



**Figure I.1.:** Simulation d'un ruban gravé. a) Géométrie du système simulé. b) Résultats obtenus en considérant un indice optique isotrope, calculé à l'aide du modèle de Drude. c) Indice anisotrope, en ne considérant l'effet du dopage que sur  $\epsilon_{zz}$ . d) Indice anisotrope, en ne considérant l'effet du dopage que sur  $\epsilon_{xx}$  et  $\epsilon_{yy}$ .

un ruban gravé, à partir d'une hétérostructure  $InGaAs/InAlAs//InP$ , avec une couche fortement dopée d' $InGaAs$  ( $N_V = 8 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ ) d'une épaisseur de 148nm. La couche dopée est de dimension finie et inférieure à la longueur d'onde dans les deux directions  $z$  (par la croissance) et  $x$  (par la gravure), mais infinie dans la direction  $y$ . La largeur  $l$  du ruban, ainsi que la distance  $d$  entre eux peut être choisie dans les limites des capacités de microfabrication. L'exemple choisi ( $d = l = 300\text{nm}$ ) est un cas limite accessible en pratique. La profondeur de gravure  $g$  doit être suffisante pour que toute la couche dopée soit gravée.

Le panneau b) de la Figure I.1 montre les caractéristiques optiques simulées de ce système. On note la présence de deux pics d'absorption, sur un fond plat (contrairement au cas d'une structure non gravée, présenté dans la Figure 2.10). Pour bien comprendre l'origine de ces deux pics, on procède comme dans le cas de la structure sans gravure : la contribution des excitations électroniques à l'indice de réfraction n'est prise en compte que dans une direction à la fois. Le panneau c) montre l'effet de l'excitation selon  $z$ . On peut voir un pic d'absorption à l'énergie du mode de Berreman. Cette courbe est très proche de celle obtenue, dans les mêmes conditions, pour une structure infinie (voir panneau c) de la Figure 2.10). Le panneau d) montre quant à lui l'effet des excitations électroniques dans la direction  $x$ . On voit aussi un unique pic d'absorption, à une énergie plus faible que le mode de Berreman du panneau c). Ce mode peut également être considéré comme un mode de Berreman, pour la composante selon  $x$  du champ, car la structure est sub-longueur d'onde dans cette direction.

L'énergie de ce pic est particulièrement intéressante. En effet, les modes de Berreman sont connus, comme il a été déjà décrit dans le chapitre 1, pour exhiber un pic d'absorption à l'énergie de plasma de la couche dopée, et ce n'est pas le cas pour la courbe du panneau d). De plus, on remarque que l'énergie du pic correspondant à l'excitation selon  $x$  est légèrement déplacée sur la courbe du panneau b). C'est une indication que, dans cette situation, on ne peut pas séparer parfaitement les deux contributions : le dipôle selon  $z$  impacte la position du pic de basse énergie, associé au dipôle selon  $x$ .

Il est notable que, malgré la périodicité de la structure, on n'observe aucun effet de diffraction. C'est lié à la période du réseau de rubans ( $d + l = 600\text{nm}$ ) qui est très faible, comparée aux longueurs d'onde d'intérêt ( $\lambda \approx 3\mu\text{m}$ , dans le semiconducteur).

## I.2. Fabrication des Echantillons

Pour vérifier l'exactitude des prédictions numériques, j'ai réalisé la série d'échantillons CP2D (pour Confinement du Plasmon dans 2 Directions). Ces échantillons sont composés d'une couche dopée de 148nm d'épaisseur, entourés de fines couches

non dopées<sup>1</sup>. Des rubans de différentes périodes ont été gravés dans cette structure. Les échantillons CP2D ont été fabriqués, à partir d'une nouvelle croissance de l'échantillon PQL-4, selon les étapes suivantes, résumées par la Figure I.2.

**Préparation** La taille de l'échantillon est ici moins critique que dans le cas d'une mesure à l'angle de Brewster. Cependant, dans le but d'utiliser le même montage expérimental, et de pouvoir mesurer les échantillons avec un certain angle d'incidence, il est bon de travailler sur une surface de taille équivalente (environ  $25 \times 15\text{mm}$ ). L'échantillon doit être clivé, puis nettoyé par immersion en solvants (acétone et isopropanol).

**Masquage** - Figure I.2.a - Pour obtenir des flancs de gravures droits, on a recours à une gravure physique par ICP-RIE. Pour cela, il faut utiliser un masque de silice ( $\text{SiO}_2$ ) ou de nitrure ( $\text{Si}_3\text{N}_4$ ) pour protéger les zones qui ne doivent pas être gravées. L'épaisseur de cette couche de masque dépend de l'épaisseur à graver ( $g \approx 250\text{nm}$  dans le cas de ces échantillons), ainsi que de la distance  $d$  entre les rubans. En effet, la gravure physique est connue [114, 115] pour être plus lente dans des interstices étroits.

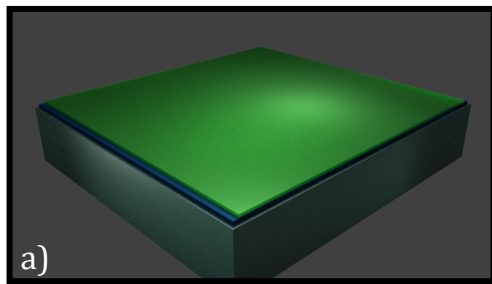
Connaissant les vitesses de gravure de la recette d'ICP sur le semiconducteur et le nitrure, j'ai décidé de déposer une épaisseur de nitrure de  $150\text{nm}$ . Ce dépôt est réalisé par PECVD, à  $280^\circ\text{C}$  pour une qualité optimale de la couche, avec un mélange de gaz permettant un dépôt lent (environ  $0.75\text{nm/s}$ ). Les gaz utilisés sont  $\text{SiH}_4$  (8sccm),  $\text{NH}_3$  (20sccm),  $\text{N}_2$  (25sccm), et  $\text{Ar}$  (20sccm). Le réacteur est sous une pression de 1Torr, et le plasma est généré par des radiofréquences de 55W de puissance.

**Lithographie électronique** - Figure I.2.b - Cette étape permet de dessiner les motifs sur la couche uniforme de nitrure. Pour ce faire, on utilise une résine électrosensible positive, le PMMA. Une couche fine ( $\sim 350\text{nm}$ ) a été déposée sur l'échantillon par enduction centrifuge. Plusieurs réseaux de rubans de période variable ont ensuite été lithographiés. Les périodes des motifs réalisés sont reportées dans le Tableau I.1.

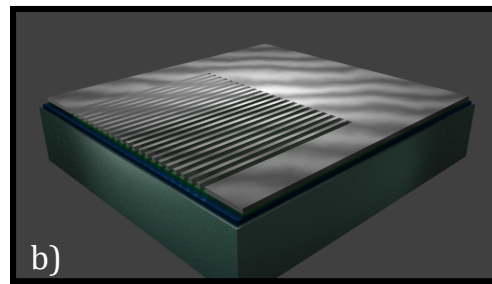
Les paramètres de la lithographie ont été choisis tels que  $l \approx d$ . Cela permet d'avoir un espacement assez large pour la gravure physique, sans pour autant faire baisser le facteur de remplissage (ce qui ferait baisser proportionnellement le contraste des pics mesurés). Tous ces réseaux doivent avoir une taille suffisante pour des mesures en transmission. Pour cette série d'échantillons, j'ai réalisé des réseaux de  $800\text{nm} \times 800\text{nm}$ .

---

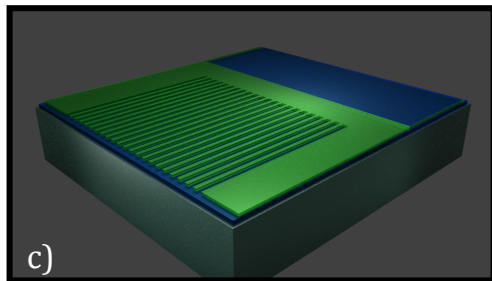
1. Voir Annexe E pour les fiches de croissance.



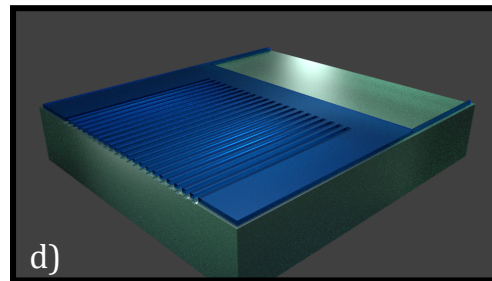
Dépôt de Nitrure



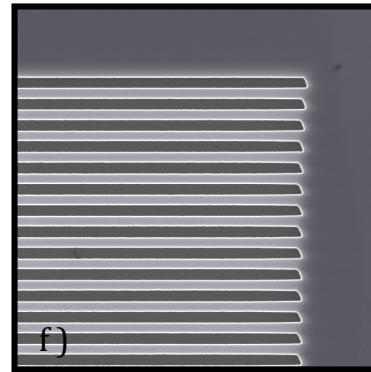
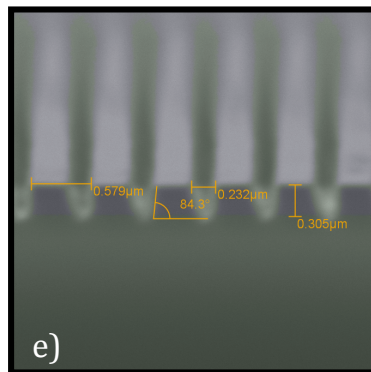
Lithographie Electronique



Gravure du Masque



Gravure Physique



**Figure I.2.:** a-d) Les différentes étapes de la fabrication des échantillons CP2D.  
e-f) Image de microscope électronique colorisée d'un échantillon sacrificiel (vu de profil) et de l'échantillon CP2D-2 (vu de dessus).



**Gravure du masque** - Figure I.2.c - Les paramètres de RIE utilisés ici sont les mêmes que ceux permettant la fabrication de l'échantillon CUF-2. Pour des motifs aussi petits que ceux de cet échantillon, j'ai attendu 1.5 fois le temps de la gravure, soit un total de 6 minutes et 40 secondes.

Avant de procéder à la gravure physique, il peut être judicieux de supprimer une large zone du masque pour servir de référence lors des mesures. Pour cela, on fait une lithographie optique pour ne laisser sans résine qu'un rectangle de quelques millimètres de large. Cette région du masque peut alors être gravée par la même recette de RIE. C'est la région de l'échantillon représentée dans le fond sur la Figure I.2.c.

**Gravure physique** - Figure I.2.d - Les paramètres d'ICP RIE utilisés ici sont les mêmes que ceux permettant la fabrication de l'échantillon CUF-2. J'ai estimé un temps de gravure de 40s nécessaire pour atteindre les  $g = 250\text{nm}$  visés.

Pour vérifier que ce temps est suffisant, j'ai clivé un échantillon sacrificiel, pour pouvoir en imager la tranche au microscope électronique à balayage. L'image obtenue est présentée en Figure I.2.e. La région épitaxiée est colorisée en bleu, pour la faire ressortir du substrat, en vert. On remarque que pour des motifs aussi rapprochés, la gravure n'offre pas de flancs parfaitement droits. Cependant, les rubans sont bien définis et la gravure est suffisamment profonde, puisque le substrat est atteint.

Il ne reste alors plus qu'à retirer le masque de nitrure à l'aide de la recette de RIE précédemment utilisée. Cette étape est plus courte que la gravure initiale du masque, car une partie du nitrure aura déjà été gravée par l'ICP.

**Polissage** Pour que la lumière puisse être transmise par la face arrière de l'échantillon, il faut que cette surface soit peu diffusante. Pour cela, il faut la polir jusqu'à obtenir une bonne qualité de surface (voir page 64). Avant de polir, il est important de protéger les motifs. Le plus simple est de déposer une résine épaisse ( $\sim 3\mu\text{m}$ ) sur la surface de l'échantillon. Ces résines se dissolvent facilement par immersion dans un solvant, et peuvent être retirées à la fin du polissage.

Le Tableau I.1 récapitule, pour les deux réseaux, les tailles mesurées par microscopie électronique en incidence normale. Une telle vue de dessus de l'échantillon final CP2D-2 est visible sur la Figure I.2.f. Ces valeurs peuvent être considérées précises à  $\pm 5\text{nm}$ .

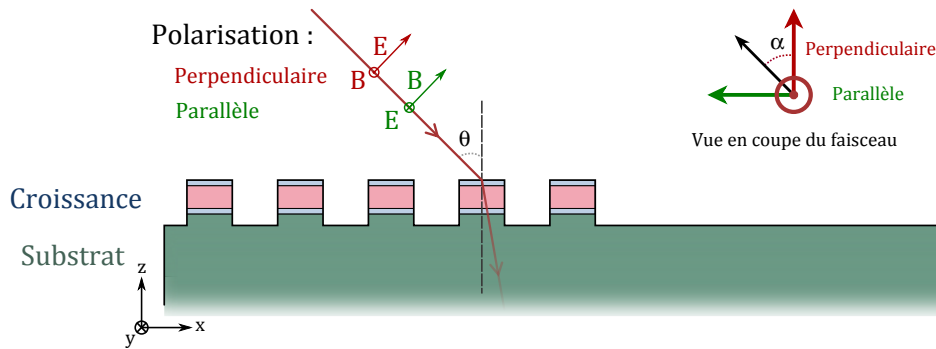
<i>Echantillon</i>	<i>Période (nm)</i>	<i>l (nm)</i>	<i>d (nm)</i>	<i>g (nm)</i>
<i>CP2D-1</i>	1200	570	630	$310 < g < 505$
<i>CP2D-2</i>	600	290	310	310

**Table I.1.:** Liste des paramètres mesurés des échantillons CP2D.

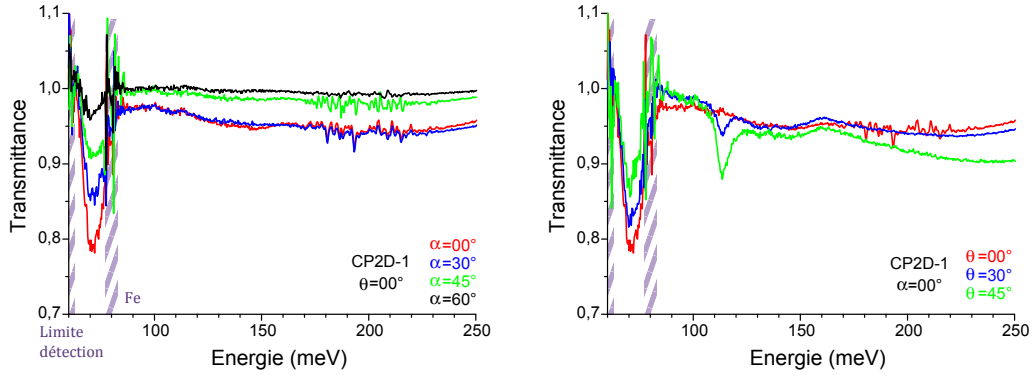
### I.3. Résultats Expérimentaux

Les échantillons ainsi fabriqués ont été caractérisés par des mesures en transmission, comme schématisé dans la Figure I.3. Dans cette géométrie la polarisation n'est plus TM ou TE, mais perpendiculaire ou parallèle aux rubans. La lumière polarisée parallèlement à l'axe des rubans ne fait qu'accélérer les électrons dans la direction où le plasmon n'est pas confiné. En revanche, la lumière polarisée perpendiculairement aux rubans peut exciter le plasmon dans les directions  $z$  et/ou  $x$ . En effet, cette polarisation possède toujours une composante selon  $x$ . En revanche, elle n'a de composante selon  $z$  que si le faisceau incident arrive avec un angle d'incidence non nul sur les réseaux. Cette configuration permet donc de mesurer le plasmon confiné selon  $x$  uniquement, si  $\theta = 0^\circ$ . A mesure que l'angle d'incidence  $\theta$  augmente, le plasmon confiné selon  $z$  devient observable.

Les mesures ont été réalisées à l'aide d'un détecteur MCT ayant une longueur d'onde de coupure de  $22\mu\text{m}$  pour pouvoir mesurer le pic de plus basse énergie. Le spectre mesuré sur un ensemble de rubans est normalisé par celui pris sur la zone de référence de l'échantillon dans les mêmes conditions expérimentales (même angle d'incidence  $\theta$  et même angle de polarisation  $\alpha$ ). Pour une correction optimale de



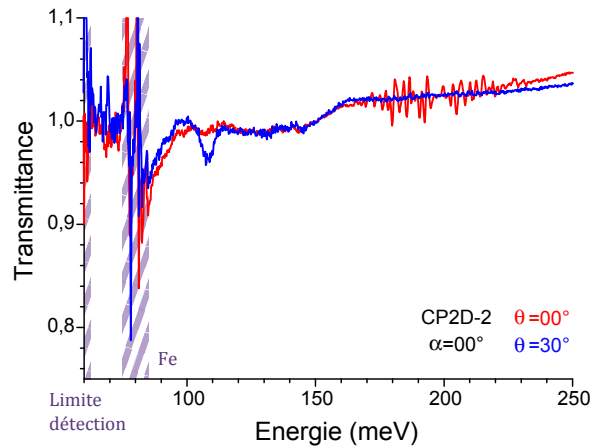
**Figure I.3.:** Schéma des mesures en transmission des échantillons CP2D. La lumière arrive avec un angle d'incidence  $\theta$  sur les rubans, et sa polarisation est repérée par l'angle  $\alpha$ . Une région de l'échantillon ne contient pas de rubans pour servir de référence.



**Figure I.4.:** Transmittance mesurée dans différentes configurations pour l'échantillon CP2D-1. A gauche, l'angle d'incidence est fixé, et la polarisation varie. Le cas inverse est présenté à droite.

la porteuse des spectres, on peut normaliser chaque spectre par celui obtenu pour  $\alpha = 90^\circ$ . Cela permet en effet de faire disparaître la contribution des porteurs libres, et ne laisse apparaître que les deux pics liés aux deux directions de confinement.

Les mesures obtenues sur l'échantillon le plus large, CP2D-1, sont présentées sur la Figure I.4. Le panneau de gauche montre la présence d'une résonance à 70 meV, pour un angle d'incidence de  $\theta = 00^\circ$ , quelle que soit la valeur de  $\alpha$ . Celle-ci ne peut donc qu'être attribuée au mode de Berreman dû au confinement selon  $x$ , car le champ électrique n'a aucune composante selon  $z$ . De plus, on voit que, comme attendu, son amplitude diminue à mesure que la polarisation se tourne parallèle-

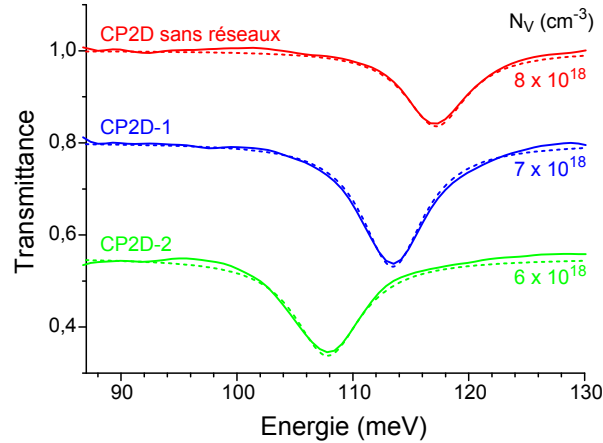


**Figure I.5.:** Transmittance mesurée de l'échantillon CP2D-2 pour deux angles d'incidence.

ment aux rubans (c'est à dire, à mesure qu' $\alpha$  augmente). Le panneau de droite de la Figure I.4 montre les spectres obtenus pour une polarisation perpendiculaire aux rubans, à angle d'incidence variable. La résonance à  $70\text{meV}$  est toujours présente, et on en voit apparaître une seconde avec l'augmentation de  $\theta$ , à une énergie plus importante. Celle-ci est liée au mode de Berreman dû au confinement selon  $z$ . On remarque aussi une baisse en intensité de la résonance à faible énergie quand  $\theta$  augmente.

On note la présence de l'absorption du fer, déjà remarquée dans les spectres bruts de la Figure 2.19. Ils restent visibles malgré la normalisation, sans doute car la concentration de fer dans le substrat varie localement. Ces pics créent donc une forte chute du rapport signal à bruit dans une certaine bande d'énergie (en hachures dans la Figure I.4).

La Figure I.5 montre les spectres de transmittance obtenus pour l'échantillon CP2D-2. On voit que la résonance de plus faible énergie est partiellement masquée par l'absorption du fer. Il est donc difficile d'estimer son énergie et son amplitude. Le rapport signal à bruit est moins bon que pour les spectres présentés dans la Figure I.4. Ceci est probablement dû à la fabrication, dont les paramètres n'étaient pas parfaitement adaptés à des tailles de ruban si fines. On voit cependant que, comme dans l'échantillon précédent, la résonance de haute énergie, liée au confinement du plasmon selon  $z$ , apparaît pour un angle d'incidence  $\theta$  non nul. On peut aussi remarquer que la résonance liée au confinement selon  $x$  n'est pas à la même énergie que pour l'échantillon CP2D-1, même s'il reste difficile d'estimer sa position en énergie à cause du bruit. On peut toutefois en conclure que la position du mi-

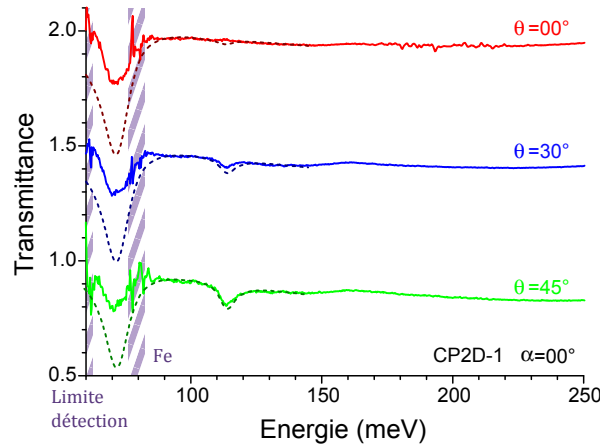


**Figure I.6.:** Transmittance mesurée et simulée à  $\theta = 60^\circ$  sur les deux tailles de réseaux, ainsi que sur un échantillon sans gravure. Les spectres sont tradlatés pour plus de lisibilité.

nimum de transmission lié au confinement selon  $x$  varie en fonction de la taille des rubans.

On note aussi un très léger décalage du mode de Berreman selon  $z$  entre les deux échantillons. Pour confirmer ceci, des spectres de transmittance ont été mesurés avec un MCT plus sensible, dont la longueur d'onde de coupure est de  $14\mu\text{m}$ . Les mesures ont été réalisées à l'angle d'incidence atteignable le plus proche possible de Brewster :  $\theta = 60^\circ$ . Les spectres obtenus sont montrés sur la Figure I.6. On voit nettement le décalage du pic d'une taille de réseau à l'autre. Pour reproduire ces résultats expérimentaux, il faut faire légèrement varier la concentration électronique (de  $8$  à  $6 \times 10^{18}\text{cm}^{-3}$ ). Cette diminution peut être liée à la gravure. En effet, les défauts de surface introduits par celle-ci peuvent créer des charges à la surface du semiconducteur. Celles-ci sont à l'origine d'une courbure de la bande de conduction, qui est à même de piéger une partie des porteurs [126], et ainsi réduire la concentration électronique effective. Cette interprétation semble cohérente avec les décalages observés en énergie : pour passer de l'échantillon CP2D-1 à 2, on a gravé des motifs deux fois plus fins sur une surface identique. La surface des flancs de gravure a donc été doublée. L'énergie du pic, quant à elle, diminue autant entre ces deux échantillons qu'entre CP2D-1 et la référence sans gravure (courbe rouge). Il semble donc y avoir une relation de proportionnalité entre la surface des flancs et le décalage en énergie lié à la diminution de la concentration électronique.

La comparaison entre les spectres mesurés et les simulations est présentée dans la Figure I.7. Seuls les spectres obtenus sur l'échantillon CP2D-1 sont présentés. Pour être comparées aux mesures, les simulations ont été renormalisées par une droite de faible pente. Les simulations reproduisent très bien l'énergie des minima de trans-



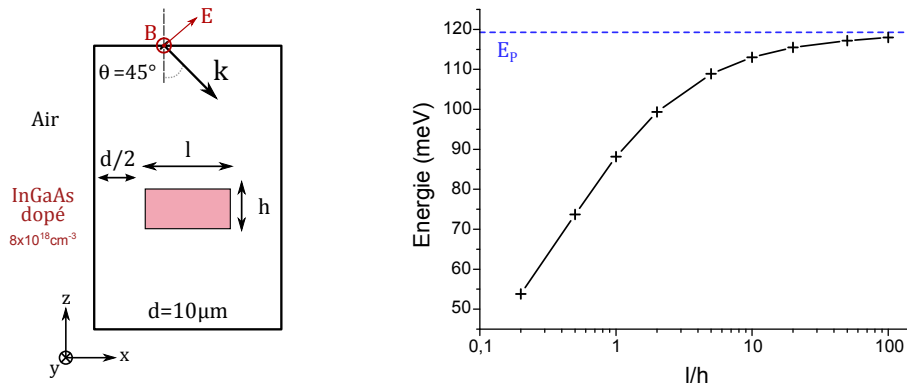
**Figure I.7.:** Comparaison des spectres mesurés (traits pleins) simulés (pointillés). Les spectres sont tradatés pour plus de lisibilité.

mittance. En revanche, on remarque que, si l'amplitude du pic lié au confinement selon  $z$  (à 118meV) est bien reproduite, ce n'est pas le cas de celle du pic de faible énergie. Ce phénomène est lié aux flancs de gravure des rubans, qui ne sont pas parfaitement verticaux. En effet, la profondeur de gravure  $g$  ainsi que les tailles  $d$  et  $l$  ont un fort impact sur le contraste de ce pic. Comme, on le voit sur la Figure I.2, la gravure entre les rubans a un profil assez complexe en U. La variation de  $d$  et de  $l$  entre la partie supérieure et inférieure de la couche dopée, ainsi que le fait que les bords ne soient pas aussi abrupts que dans la simulation pourraient expliquer la différence entre résultats expérimentaux et simulations.

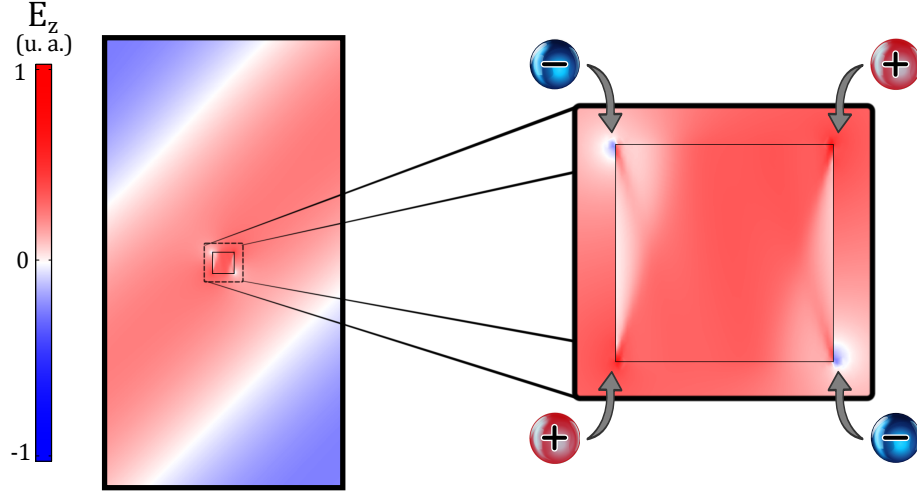
## I.4. Interprétation

Pour comprendre l'origine de la différence des énergies des modes de Berreman dus aux confinement selon  $x$  et  $z$ , j'ai effectué une série de simulations sur la structure la plus simple possible. Celle-ci, représentée dans la Figure I.8, est constituée d'un ruban d'*InGaAs* dopé entouré d'air. La largeur  $l$  et la hauteur  $h$  de ce ruban peuvent varier. La distance entre deux rubans est suffisamment grande pour éviter les effets de bords entre un ruban et son voisin, tout en restant suffisamment faible pour éviter les phénomènes de diffraction. La densité électronique est prise en compte dans l'indice optique via un modèle de Drude, tel que  $E_P = 118\text{meV}$ . Dans les simulations qui suivent, j'ai découplé les deux confinements, en ne considérant l'excitation électronique que dans l'une des directions  $x$  ou  $z$ .

Dans la Figure I.8, l'énergie du pic d'absorption de la structure est tracée en fonction des deux paramètres géométriques liés au ruban  $l$  et  $h$ , pour le cas du confinement selon  $z$ . En effet, seules ces deux grandeurs influent sur l'énergie du pic,



**Figure I.8.:** A droite, l'énergie du pic d'absorption d'un plasmon confiné dans deux directions en fonction des paramètres géométriques. A gauche, schéma du système simulé. L'excitation électronique n'est considérée que dans la direction  $z$ .



**Figure I.9.:** Champ électrique selon  $z$  à l'énergie du mode confiné pour  $l/h = 1$ . Un agrandissement autour de la section du ruban permet de distinguer les extrema du champ.

à travers leur rapport  $l/h$ . Comme le montre le graphique de la Figure I.8, quand  $l/h \rightarrow \infty$ , le pic d'absorption tend vers l'énergie de plasma  $E_P$ . Cette limite correspond bien à la situation d'une couche mince, où  $l$  est infini, et  $h$  est faible face à la longueur d'onde. À l'inverse, quand  $l/h \rightarrow 0$ , l'énergie du pic semble décroître de manière monotone (en échelle logarithmique). Ce système est parfaitement symétrique. Pour cette raison, on peut considérer le confinement selon  $x$ , et arriver aux mêmes conclusions, remplaçant  $l/h$  par  $h/l$ .

Cette étude est encore préliminaire, mais je présente ici une piste d'interprétation des résultats obtenus. La Figure I.9 présente la composante selon  $z$  du champ électrique à l'énergie du mode de Berreman, dans le même système que celui présenté par la Figure I.8, pour  $l/h = 1$ . L'onde incidente se propage, avec un angle de  $45^\circ$ . Pour mieux distinguer les variations rapides autour du ruban, un agrandissement de la carte de champ est fourni. On voit apparaître, aux quatre coins de la section du ruban des extrema du champ. La polarité de ses effets de bords s'inverse d'un angle à son voisin.

Cette image laisse penser que le champ incident sur la structure crée un quadripôle, schématisé par les sphères chargées sur la Figure I.9. Ce quadripôle engendre un champ qui s'ajoute au champ incident, modifiant ainsi le champ total subi par le plasmon dans le ruban. La modification du champ dépend de la position relative des charges, et donc de la taille des arêtes de la structure. Cette vision est donc compatible avec les observations présentées précédemment. Elle rappelle les phé-

nomènes d'écrantage, et un modèle permettant d'expliquer ces observations est en cours d'élaboration.

## Conclusions

Dans ce supplément, j'ai présenté les propriétés optiques d'un gaz d'électrons dans une structure unidimensionnelle (en ruban). Dans ce système, on voit apparaître deux résonances optiques d'énergie différente, qui peuvent être vues comme deux modes de Berreman. L'origine de ces deux modes est à rechercher dans la géométrie du système, sub-longueur d'onde dans deux directions. La différence en énergie entre les deux modes dépend des dimensions du système.





# **Annexes**



## Indice Optique des Semiconducteurs Ternaires

Dans cette annexe, je détaille le modèle utilisé pour le calcul de l'indice de réfraction des semiconducteurs ternaires apparaissant dans ce travail (*InGaAs* et *InAlAs*). Les contributions dues aux phonons et au dopage ont déjà été dans le chapitre 2. Je discute ici de la contribution excitonique. En effet, les excitons ne sont jamais résonants aux longueurs d'ondes considérées dans ce travail. Leur prise en compte offre tout de même une meilleure précision sur la valeur des indices de réfraction. Pour cela, j'ai décidé d'utiliser le modèle d'Adachi [81, 82, 83] pour décrire l'effet des excitons à plus faible énergie que le *gap* :

$$\epsilon_{exciton} = A \left\{ f(\chi) + \frac{1}{2} \left( \frac{E_0}{E_0 + \Delta_0} \right)^{3/2} f(\chi_{so}) \right\} + B - \epsilon_\infty \quad (\text{A.1})$$

avec :

$$f(\chi) = \frac{2 - \sqrt{1 + \chi} - \sqrt{1 - \chi}}{\chi^2}$$

Dans cette expression,  $A$ ,  $B$ ,  $E_0$ , et  $E_0 + \Delta_0$  sont des paramètres ajustables. Pour de nombreux matériaux, ces valeurs ont été déterminées et publiées [81]. Les variables de cette expression sont définies telles que :

$$\chi = \frac{\hbar\omega}{E_0}$$

et

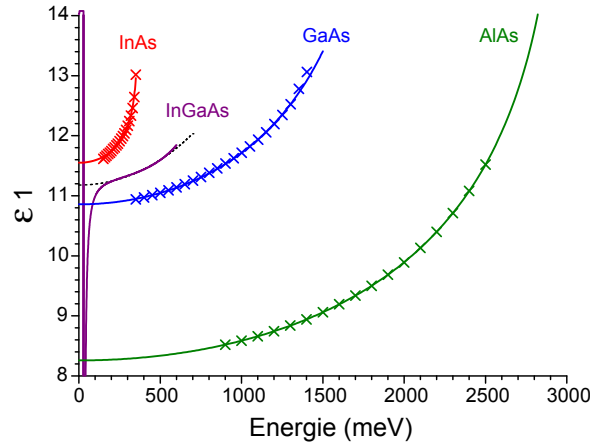
$$\chi_{so} = \frac{\hbar\omega}{E_0 + \Delta_0}$$

Matériau	$E_0$ (eV)	$E_0 + \Delta_0$ (eV)	$A$	$B$
GaAs	1.90	1.94	23.0	2.23
InAs	0.356	0.782	6.26	9.74
AlAs	3.02	3.32	27.5	-1.63

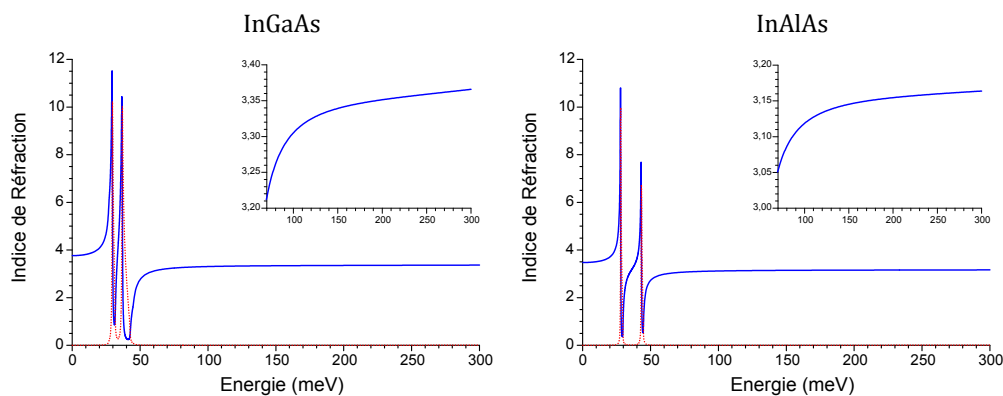
**Table A.1.:** Paramètres permettant de reproduire les indices de réfraction publiés dans la référence [80], à l'aide de l'Équation A.1.

Pour modéliser un matériau ternaire, il faut utiliser les coefficients correspondant aux matériaux binaires qui le composent. On peut alors faire une moyenne pondérée de ces coefficients. Dans le cas de l' $In_{0.47}Ga_{0.53}As$  et de l' $In_{0.48}Al_{0.52}As$ , il m'a fallu utiliser les coefficients d'ajustement de l'arséniure de gallium, d'indium et d'aluminium. Ces valeurs, obtenues à l'aide de mesures expérimentales [80], sont reportées dans le Tableau A.1.

Pour s'assurer de la précision des valeurs obtenues par l'ajustement, la Figure A.1 montre les valeurs expérimentales des permittivités diélectriques des trois composés (croix), ainsi que l'ajustement réalisé (trait plein). On note un accord tout à fait satisfaisant. Pour illustrer la démarche de moyennage, la Figure A.1 montre aussi la valeur obtenue pour l'alliage  $In_{0.47}Ga_{0.53}As$  (courbe violette), pour laquelle les phonons ont également été pris en compte (voir chapitre 2). On remarque que la



**Figure A.1.:** Comparaison entre les parties réelles de la permittivité diélectrique des trois matériaux reportés dans la référence [80] (croix) et le modèle d'Adachi utilisant les paramètres listés dans le Tableau A.1 (traits pleins). L'indice obtenu à l'aide de ces valeurs pour l' $InGaAs$  est tracé en violet. Pour comparaison, un modèle présenté dans la référence [127] pour ce même matériau est présenté en pointillé noir.



**Figure A.2.:** Indices optiques prenant en compte la contribution des excitons et des phonons pour les deux matériaux ternaires considérés. La partie réelle est en trait plein bleu, la partie imaginaire en pointillé rouge. Un agrandissement présente la partie réelle de l'indice de réfraction dans le moyen infrarouge.

permittivité obtenue est bien à mi-chemin entre celle des deux composants initiaux. Pour s'assurer de la précision de ce résultat, j'ai utilisé le modèle d'Afromovitz présenté dans la référence [127]. Celui-ci a été conçu pour le moyen infrarouge, et on voit qu'il est en accord avec la courbe violette sur cette gamme de longueurs d'onde.

De la même manière, les coefficients du modèle d'Adachi pour l'arséniure d'indium et d'aluminium permettent d'obtenir l'indice de réfraction de l'alliage  $In_{0.48}Al_{0.52}As$ .

A partir des permittivités obtenues par le modèle d'Adachi, il est possible d'obtenir l'indice de réfraction du matériau. Celui-ci prend en compte la contribution des excitons et des phonons. Comme il a été montré dans le chapitre 2, la permittivité totale du matériau est donnée par :  $\epsilon_{mat}(\omega) = \epsilon_{\infty} + \epsilon_{exciton}(\omega) + \epsilon_{phonon}(\omega)$ . Les valeurs ainsi obtenues sont tracées dans la Figure A.2. Elles sont utilisées pour les simulations numériques présentées dans ce travail.



## Simulations des Facteurs de Qualité Optiques

Comme il est discuté dans le chapitre 1, le facteur de qualité des cavités que l'on utilise a relativement peu d'impact sur la physique du couplage lumière-matière, tant qu'il reste proche de l'élargissement de l'excitation électronique. Cependant, pour certaines applications, telles que la conception de sources ou de détecteurs, il peut être intéressant de comprendre comment ce facteur est lié à la conception de la cavité. A l'aide des simulations numériques par éléments finis présentées dans le chapitre 2, il est possible de simuler les composantes radiatives et non-radiatives du facteur de qualité d'une cavité optique. Celui-ci est défini par :

$$Q_{tot} = \frac{\omega E_s}{P_d} \quad (\text{B.1})$$

où  $E_s$  est l'énergie stockée dans la cavité, et  $P_d$  est la puissance dissipée dans un cycle d'oscillation de la cavité. On peut l'obtenir à partir du spectre de réflectivité selon la formule :

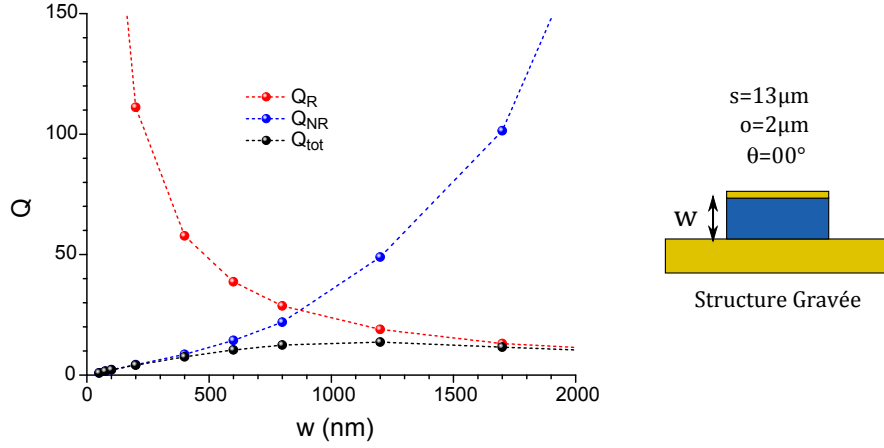
$$Q_{tot} = \frac{\omega}{\Delta\omega} \quad (\text{B.2})$$

où  $\Delta\omega$  est la largeur à mi-hauteur du pic de réflectivité. Il est possible d'attribuer ce facteur de qualité total à plusieurs phénomènes, radiatifs ou non. Les facteurs non-radiatifs sont liés aux pertes optiques des matériaux : celles de l'or (dominant) et celles du diélectrique. Le facteur de qualité total se décompose donc comme suit.

$$\frac{1}{Q_{tot}} = \frac{1}{Q_R} + \frac{1}{Q_{gold}} + \frac{1}{Q_{diél}}$$

Il est possible d'effectuer une simulation d'une cavité en utilisant les indices réels des matériaux, ce qui permet d'obtenir  $Q_{tot}$ . Une seconde simulation, dans laquelle





**Figure B.1.:** Facteurs de qualités simulés pour une structure gravée d'épaisseur  $w$  variable.

l'or est considéré comme parfait, permet de simuler  $Q_{parf}$ . Les pertes liées aux diélectriques présents dans la cavité sont particulièrement faibles. Ainsi, on peut négliger leur contribution à ce facteur de qualité :

$$\begin{aligned} \frac{1}{Q_{parf}} &= \frac{1}{Q_R} + \frac{1}{Q_{diél}} \\ &\approx \frac{1}{Q_R} \end{aligned}$$

Ainsi, la simulation utilisant un métal parfait permet d'obtenir le facteur de qualité radiatif de la cavité. Le facteur de qualité non-radiatif s'obtient par différence avec les deux autres :

$$\frac{1}{Q_{NR}} = \frac{1}{Q_{tot}} - \frac{1}{Q_R}$$

Un exemple d'application de cette méthode est présenté dans la Figure B.1. Dans ces simulations, la taille  $s$  de la cavité est fixée, de façon à garder l'énergie du mode approximativement constante. On s'intéresse, à titre d'exemple, à l'influence de l'épaisseur sur les facteurs de qualité. La courbe noire représente le facteur de qualité total de la structure. Il existe un maximum en fonction de l'épaisseur. Pour comprendre l'origine de cette évolution, on peut s'intéresser à  $Q_R$  et  $Q_{NR}$ . Ces deux courbes sont monotones, de monotonie opposée, et se croisent au maximum de la courbe noire. Pour les faibles épaisseurs, le facteur de qualité total est largement dominé par les pertes non-radiatives (en bleu). C'est dû au fort confinement du mode, qui donne une grande importance aux pertes du métal. Au contraire, pour

les grandes épaisseurs, ce sont les pertes radiatives (en rouge) qui dominent l'élargissement du mode de cavité.

On voit ainsi que cette méthode permet d'étudier l'influence des paramètres géométriques sur les facteurs de qualité des cavités double métal. Il est alors possible de sélectionner le régime de pertes dans lequel on souhaite faire fonctionner la cavité, en fonction des applications visées. Dans le travail présenté ici, on s'intéresse principalement aux contrastes des pics de réflectivité des cavités. Pour que celui-ci soit maximum, il faut être proches des conditions de couplage critique :  $Q_R = Q_{NR}$ . C'est donc dans ces conditions que les cavités présentées ici ont été conçues.



# Annexe C

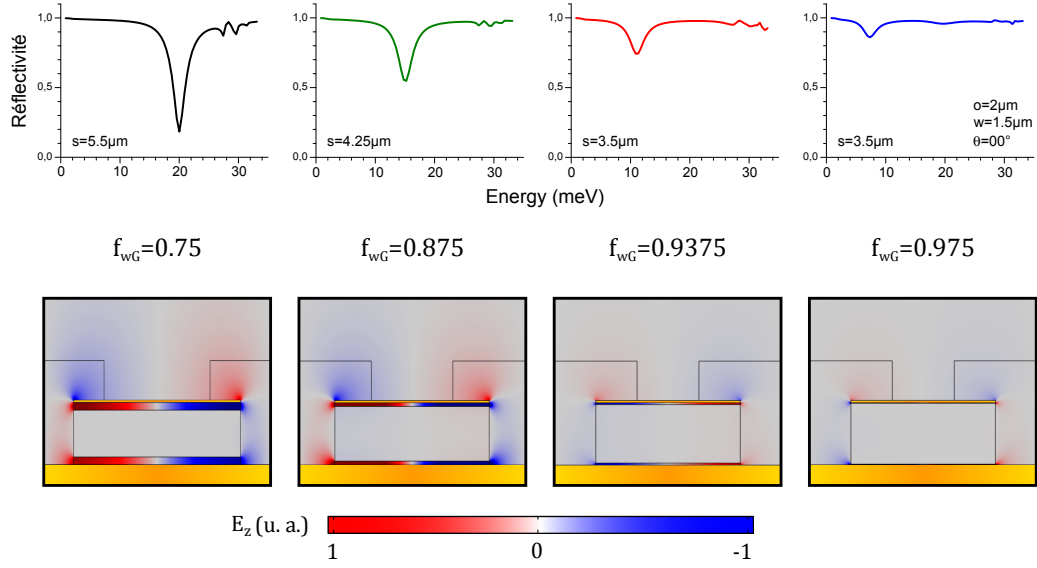
## Contraste et Couplage Relatif

Dans les deux premières parties de la section 4.2, on a vu que la variation des paramètres influant sur l'énergie de Rabi relative modifie de manière importante le contraste du polariton inférieur. Pour comprendre ce phénomène, j'ai tracé la réflectivité de cavités de recouvrement géométrique  $f_{wG}$  variable, ainsi que la carte de la composante du champ électrique selon  $z$  à l'énergie du polariton inférieur. Ces graphiques sont présentés dans la Figure C.1. La taille  $s$  choisie pour les cavités est celle qui maximise le contraste, pour chaque valeur du recouvrement. Chaque spectre de réflectivité présente une unique résonance contrastée et résolue, correspondant au polariton inférieur. D'autres résonances plus faibles apparaissent à haute énergie, liées aux phonons. A mesure que le recouvrement géométrique augmente, on voit le minimum de réflectivité se décaler vers les faibles énergies. C'est lié à l'augmentation du couplage, qui repousse le polariton inférieur vers les grandes longueurs d'onde. Tout en se décalant, la résonance diminue aussi en amplitude. C'est la diminution de contraste à laquelle on s'intéresse ici.

L'interprétation de cette observation passe par l'analyse des cartes de champ. Celles-ci permettent de visualiser dans quelle région de la cavité est contenu le mode polaritonique. En commençant par le recouvrement le plus large, on voit que le champ électrique n'est présent que dans les couches d'*InAlAs*, comme déjà observé dans la Figure 4.11. A mesure que celles-ci s'affinent, la quantité de champ pouvant pénétrer dans la cavité diminue. Le contraste diminue en conséquence.

La Figure C.1 montre ainsi le lien entre le recouvrement  $f_w$  et le contraste du polariton. Toutefois, il est possible de faire la même observation en diminuant la contribution plasma  $C_P$  de l'excitation électronique. Quand celle-ci décroît, le champ électrique pénètre de plus en plus dans le semiconducteur dopé, dont l'amplitude de la permittivité diminue avec  $C_P$ . La réflectivité se comporte alors de la même manière que les courbes présentées dans la Figure C.1.

Au final, on peut affirmer qu'il existe un lien entre force de couplage et contraste



**Figure C.1.:** Réflectivité simulée sur des cavités de recouvrement géométrique variable. Carte du champ électrique selon  $z$  à l'énergie du polariton inférieur associé à chaque courbe.

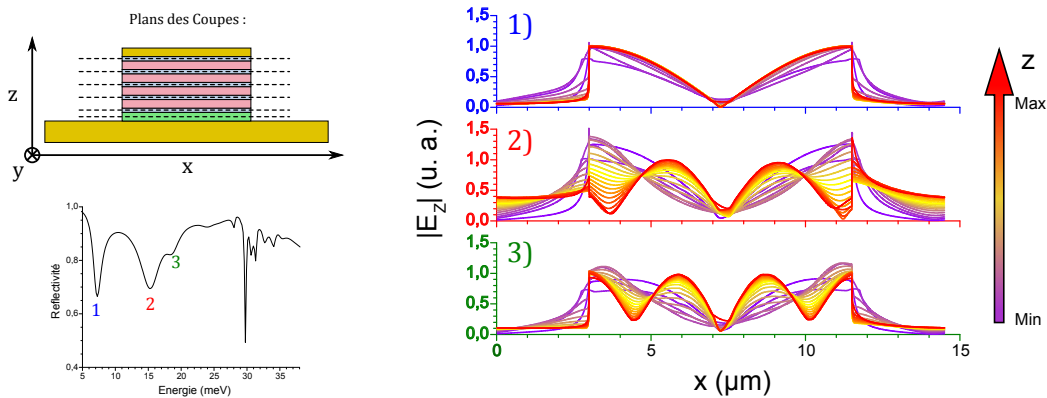
du polariton inférieur dans ce type de cavité. C'est une limite fondamentale liée au fonctionnement du confinement électromagnétique dans celle-ci.

# Annexe D

## Influence de la Silice sur les Modes Couplés

Dans le chapitre 5, il a été vu au travers de la Figure 5.16, que les simulations prévoient, et les mesures de CUF-I confirment, l'apparition d'un mode polaritonique entre l'ordre 1 et 3. Ce mode est absent des mesures réalisées sur l'échantillon utilisé comme référence (CUF-2).

Pour comprendre sa nature, on peut s'intéresser aux coupes horizontales du champ selon  $z$ , aux énergies des modes indiqués par les repères 1, 2 et 3 dans la Figure 5.16. Ces coupes sont définies, comme le montre le schéma de la Figure D.1, dans les couches d'*InAlAs* et dans la silice. En effet, ce sont les seules couches dont l'indice optique est suffisamment faible pour abriter le champ électrique ( $n = 1.8$  pour la silice, et 3.7 pour l'*InAlAs*). Pour chaque énergie considérée (chaque mode dans le



**Figure D.1.:** Coupes latérales du champ électrique selon  $z$  dans les couches d'*InAlAs* et dans la silice. Ces trois séries de courbes correspondent aux trois résonances de réflectivités observés dans la Figure 5.16 (rappelés ici en incert).

spectre de réflectivité), on a donc 20 coupes du champ, caractérisées par leur hauteur  $z$ . Toutes ces coupes sont normalisées par leur aire, pour être aisément comparables. Elles sont présentées dans le graphique de la Figure D.1.

La série de courbes supérieure (graphique bleu) correspond au mode  $n^\circ 1$ . Le rouge et le vert correspondent respectivement aux modes 2 et 3. Pour le mode  $n^\circ 1$ , de plus faible énergie, on observe que toutes les coupes, indépendamment de leur hauteur, présentent deux maxima et une annulation du champ. Ce comportement correspond à un mode de cavité d'ordre 1. Ce mode est donc le polariton correspondant au couplage du mode fondamental de la cavité avec le mode de Berreman, aussi appelé polariton d'ordre 1. Dans le graphique correspondant à l'énergie du deuxième mode (en rouge), on voit que le nombre d'annulations du champ dépend de la hauteur  $z$  de la coupe. Pour les courbes correspondantes à de faibles valeurs de  $z$  (violet), on observe un mode semblable à celui du graphique  $n^\circ 1$ , ne présentant qu'une annulation. En revanche, pour un  $z$  important (en rouge), on voit trois annulations du champ. Ces coupes sont assez proches du comportement du champ dans le mode d'ordre 3 de la cavité. Il ne montrent cependant pas de maxima du champ aux extrémités de la cavité comme le font ces derniers. On peut donc affirmer que le mode observé ici est à mi-chemin entre un polariton d'ordre 1 et 3. Le graphique  $n^\circ 3$  montre le même type de phénomène : le nombre d'annulations du champ dépend de la hauteur  $z$  des couches. Cependant ce mode est beaucoup plus proche d'un mode d'ordre 3 que celui étudié précédemment. En effet, les annulations du champ apparaissent pour des valeurs de  $z$  plus faibles, et les courbes rouges présentent au total 4 maxima, comme attendu pour un mode d'ordre 3. On attribue donc cette résonance au polariton d'ordre 3. La présence du mode  $n^\circ 2$  n'a jamais été observée dans ce type de cavité, et est lié à la présence de la couche de silice. En effet, ce mode n'était pas présent dans le cas de l'échantillon CUF-2, dont la cavité optique est identique, outre l'absence de cette couche.

# Annexe E

## Fiches de Croissances

### PQL-1

Références croissances et mesures : InP1463 – VLQW2-1

i	InGaAs		100 Å
i	InAlAs	80 Å	Repeat ×8
n	GaInAs	$6.6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	
i	InAlAs		80 Å
i	GaInAs		150 Å

Substrat InP

### PQL-2

Références croissances et mesures : InP1464 – VLQW2-2

i	InGaAs		100 Å
i	InAlAs	144 Å	Repeat ×4
n	GaInAs	$6.7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	
i	InAlAs		144 Å
i	GaInAs		150 Å

Substrat InP



**PQL-3**

Références croissances et mesures : InP1465 – VLQW2-3

i	InGaAs		100 Å
i	InAlAs	240 Å	Repeat ×2
n	GaInAs	$7.6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	
i	InAlAs	740 Å	
i	GaInAs		240 Å
i	GaInAs		150 Å

Substrat InP

**PQL-4 & CUF-1**

Références croissances et mesures : InP1466 – VLQW2-4

i	InGaAs		100 Å
i	InAlAs		360 Å
n	GaInAs	$7.3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	1480 Å
i	InAlAs		360 Å
i	GaInAs		150 Å

Substrat InP

**CUF-2**

Références croissances et mesures : InP1579 – HLPC-3H

i	InGaAs		100 Å
i	InAlAs	200 Å	Repeat ×18
n	InGaAs	$5.1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	
i	InAlAs	1480 Å	
i	InAlAs		200 Å
i	InGaAs		150 Å

Substrat InP

**CUF-2I**

Références croissances et mesures : InP1621 – HLPC2

i	InGaAs		100 Å
i	InAlAs	200 Å	Repeat ×18
n	InGaAs	$5.8 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	
i	InAlAs	1480 Å	
i	InGaAs		200 Å
i	InGaAs		150 Å

Substrat InP

**CP2D**

Références croissances et mesures : InP1516 – QD-2b

i	InGaAs		100 Å
i	InAlAs		360 Å
n	GaInAs	$8.0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	1480 Å
i	InAlAs		360 Å
i	GaInAs		150 Å

Substrat InP



# Bibliographie

- [1] A. K. GEIM : Graphene : Status and prospects. *Science*, 324:1530, 2009.
- [2] D. R. SMITH, J. B. PENDRY et M. C. K. WILTSHIRE : Metamaterials and negative refractive index. *Science*, 305:788, 2004.
- [3] Yongmin LIU et Xiang ZHANG : Metamaterials : a new frontier of science and technology. *Chem. Soc. Rev.*, 40:2494, 2011.
- [4] V. G. VESELAGO : Electrodynamics of substances with smultaneously negative electrical and magnetic permeabilities. *Sov. Phys. Usp.*, 10:509, 1967.
- [5] J.B. PENDRY : Negative refraction makes a perfect lens. *Phys. Rev. Lett.*, 85:3966, 2000.
- [6] D. R. SMITH, W. J. PADILLA, D. C. VIER, S. C. NEMAT-NASSER et S. SCHULTZ : Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity. *Phys. Rev. Lett.*, 84:4184, 2000.
- [7] R. A. SHELBY, D. R. SMITH et S. SCHULTZ : Experimental verification of a negative index of refraction. *Science*, 292:77, 2001.
- [8] Nader ENGHETA : Circuits with light at nanoscales : Optical nanocircuits inspired by metamaterials. *Science*, 317:1698, 2007.
- [9] Francesco AIETA, Patrice GENEVET, Mikhail A. KATS, Nanfang YU, Romain BLANCHARD, Zeno GABURRO et Federico CAPASSO : Aberration-free ultrathin flat lenses and axicons at telecom wavelengths based on plasmonic metasurfaces. *Nano Lett.*, 12:4932, 2012.
- [10] A. N. LAGARKOV et V. N. KISSEL : Near-perfect imaging in a focusing system based on a left-handed-material plate. *Phys. Rev. Lett.*, 92:077401, 2004.
- [11] Nicholas FANG, Hyesog LEE, Cheng SUN et Xiang ZHANG : Sub-diffraction-limited optical imaging with a silver superlens. *Science*, 308:534, 2005.
- [12] Thomas TAUBNER, Dmitriy KOROBKIN, Yaroslav URZHUMOV, Gennady SHVETS et Rainer HILLENBRAND : Near-field microscopy through a sic superlens. *Science*, 313:1595, 2006.
- [13] J. B. PENDRY, D. SCHURIG et D. R. SMITH : Controlling electromagnetic fields. *Science*, 312:1780, 2006.

- [14] Tolga ERGIN, Nicolas STENGER, Patrice BRENNER, John B. PENDRY et Martin WEGENER : Three-dimensional invisibility cloak at optical wavelengths. *Science*, 328:337, 2010.
- [15] Hui Feng MA et Tie Jun CUI : Three-dimensional broadband ground-plane cloak made of metamaterials. *Nature Communications*, 1:21, 2010.
- [16] Yurii A. VLASOV, Xiang-Zheng BO, James C. STURM et David J. NORRIS : On-chip natural assembly of silicon photonic bandgap crystals. *Nature*, 414: 289, 2001.
- [17] John D. JOANNOPOULOS, Steven G. JOHNSON, Joshua N. WINN et Robert D. MEADE : *Photonic Crystals : Molding the Flow of Light*. Princeton University Press, 2011.
- [18] Yoshihiro AKAHANE, Takashi ASANO, Bong-Shik SONG et Susumu NODA : High-q photonic nanocavity in a two-dimensional photonic crystal. *Nature*, 425:944, 2003.
- [19] Philip RUSSELL : Photonic crystal fibers. *Science*, 299:358, 2003.
- [20] L. De BROGLIE : Waves and quanta. *Nature*, 112:540, 1923.
- [21] John H. DAVIES : *The Physics of Low-dimensional Semiconductors : An Introduction*. Cambridge University Press, 1997.
- [22] C. WEISBUCH, M. NISHIOKA, A. ISHIKAWA et Y. ARAKAWA : Observation of the coupled exciton-photon mode splitting in a semiconductor quantum microcavity. *Physical Review Letters*, 69:3314, 1992.
- [23] Alexey KAVOKIN, Jeremy J. BAUMBERG, Guillaume MALPUECH et Fabrice P. LAUSSY : *Microcavities*. Oxford University Press, 2007.
- [24] J. J. HOPFIELD : Theory of the contribution of excitons to the complex dielectric constant of crystals. *Phys. Rev.*, 122:1555, 1958.
- [25] R. P. STANLEY, R. HOUDRÉ, C. WEISBUCH, U. OESTERLE et M. ILEGEMS : Cavity-polariton photoluminescence in semiconductor microcavities : Experimental evidence. *Phys. Rev. B*, 53:10995, 1996.
- [26] J. P. REITHMAIER, G. SEK, A. LÖFFLER, C. HOFMANN, S. KUHN, S. REITZENSTEIN, L. V. KELDYSH, V. D. KULAKOVSKII, T. L. REINECKE et A. FORCHEL : Strong coupling in a single quantum dot-semiconductor microcavity system. *Nature*, 432:197, 2004.
- [27] T. YOSHIE, A. SCHERER, J. HENDRICKSON, G. KHITROVA, H. M. GIBBS, G. RUPPER, C. ELL, O. B. SHCHEKIN et D. G. DEPPE : Vacuum rabi splitting with a single quantum dot in a photonic crystal nanocavity. *Nature*, 432:200, 2004.
- [28] E. PETER, P. SENELLART, D. MARTROU, A. LEMAÎTRE, J. HOURS, J. M. GÉRARD et J. BLOCH : Exciton-photon strong-coupling regime for a single quantum dot embedded in a microcavity. *Phys. Rev. Lett.*, 95:067401, 2005.

- [29] J. KASPRZAK, M. RICHARD, S. KUNDERMANN, A. BAAS, P. JEAMBRUN, J. M. J. KEELING, F. M. MARCHETTI, M. H. SZYMANSKA, R. ANDRE, J. L. STAEHLI, V. SAVONA, P. B. LITTLEWOOD, B. DEVEAUD et Le Si DANG : Bose-einstein condensation of exciton polaritons. *Nature*, 443:409, 2006.
- [30] Alberto AMO, Jérôme LEFRÈRE, Simon PIGEON, Claire ADRADOS, Cristiano CIUTI, Iacopo CARUSOTTO, Romuald HOUDRÉ, Elisabeth GIACOBINO et Alberto BRAMATI : Super fluidity of polaritons in semiconductor microcavities. *Nature Physics*, 5:806, 2009.
- [31] A. IMAMOGLU, R. J. RAM, S. PAU et Y. YAMAMOTO : Nonequilibrium condensates and lasers without inversion : Exciton-polariton lasers. *Physical Review A*, 53:4250, 1996.
- [32] Hui DENG, Gregor WEIHS, David SNOKE, Jacqueline BLOCH et Yoshihisa YAMAMOTO : Polariton lasing vs. photon lasing in a semiconductor microcavity. *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, 100:15318, 2003.
- [33] H. C. LIU et F. CAPASSO : *Intersubband Transitions in Quantum Wells : Physics and Device Applications I*. Academic Press, 2000.
- [34] Ansheng LIU : Rabi splitting of the optical intersubband absorption line of multiple quantum wells inside a fabry-pérot microcavity. *Phys. Rev. B*, 55:7101, 1997.
- [35] Dimitri DINI, Rüdiger KÖHLER, Alessandro TREDICUCCI, Giorgio BIASIOL et Lucia SORBA : Microcavity polariton splitting of intersubband transitions. *Phys. Rev. Lett.*, 90:116401, 2003.
- [36] Cristiano CIUTI, Gérald BASTARD et Iacopo CARUSOTTO : Quantum vacuum properties of the intersubband cavity polariton field. *Physical Review B*, 72:115303, 2005.
- [37] G. GÜNTER, A. A. ANAPPARA, J. HEES, A. SELL, G. BIASIOL, L. SORBA, S. De LIBERATO, C. CIUTI, A. TREDICUCCI, A. LEITENSTORFER et R. HUBER : Sub-cycle switch-on of ultrastrong light-matter interaction. *Nature*, 458:178, 2009.
- [38] Y. TODOROV, A. M. ANDREWS, I. SAGNES, R. COLOMBELLI, P. KLANG, G. STRASSER et C. SIRTORI : Strong light-matter coupling in subwavelength metal-dielectric microcavities at terahertz frequencies. *Phys. Rev. Lett.*, 102:186402, 2009.
- [39] Gérald BASTARD : *Wave Mechanics Applied to Semiconductor Heterostructures*. Halsted Press, 1991.
- [40] Mark FOX : *Optical Properties of Solids*. Oxford University Press, 2002.
- [41] E. GORNIK et R. A. HÖPFEL : *Heterojunctions and Semiconductor Superlattices*. Springer, 1986.
- [42] B. HARBECKE, B. HEINZ et P. GROSSE : Optical properties of thin films and the berreman effect. *Appl. Phys. A*, 38:263–267, 1985.

- [43] D. W. BERREMAN : Infrared absorption at longitudinal optic frequency in cubic crystal films. *Phys. Rev. Lett.*, 130:2193, 1963.
- [44] Tsuneya ANDO, Alan B. FOWLER et Frank STERN : Electronic properties of two-dimensional systems. *Rev. Mod. Phys.*, 54:437, 1982.
- [45] Young Chul JUN, John RENO, Troy RIBAUDO, Eric SHANER, Jean-Jacques GREFFET, Simon VASSANT, Francois MARQUIER, Mike SINCLAIR et Igal BRENER : Epsilon-near-zero strong coupling in metamaterial-semiconductor hybrid structures. *Nano Lett.*, 13:5391, 2013.
- [46] Carlo SIRTORI, Federico CAPASSO, Jérôme FAIST et Sandro SCANDOLO : Non-parabolicity and a sum rule associated with bound-to-bound and bound-to-continuum intersubband transitions in quantum wells. *Phys. Rev. B*, 50:8663, 1994.
- [47] D. J. BENDANIEL et C. B. DUKE : Space-charge effects on electron tunneling. *Phys. Rev.*, 152:683, 1966.
- [48] W.P. CHEN, Y.J. CHEN et E. BURSTEIN : The interface em modes of a "surface quantized" plasma layer on a semiconductor surface. *Surface Science*, 58:268, 1976.
- [49] S.J. ALLEN, D.C. TSUI et B. VINTER : On the absorption of infrared radiation by electrons in semiconductor inversion layers. *Solid State Commun.*, 20:425, 1976.
- [50] L. WENDLER et R. PECHSTEDT : Coupled intra- and intersubband plasmon-phonon modes in double heterostructures. *Physical Review B*, 35:5887, 1987.
- [51] R. J. WARBURTON, K. WEILHAMMER, J. P. KOTTHAUS, M. THOMAS et H. KROEMER : Influence of collective effects on the linewidth of intersubband resonance. *Physical Review Letters*, 80:2185, 1998.
- [52] R.J WARBURTONA, K WEILHAMMERA, C JABSA, J.P KOTTHAUSA, M THOMASB et H KROEMERB : Collective effects in intersubband transitions. *Physica E : Low-dimensional Systems and Nanostructures*, 7:191, 2000.
- [53] A. DELTEIL, A. VASANELLI, Y. TODOROV, B. PAULILLO, G. BIASIOL, L. SORBA et C. SIRTORI : Gate controlled coupling of intersubband plasmons. *Applied Physics Letters*, 102:031102, 2013.
- [54] A. DELTEIL, A. VASANELLI, Y. TODOROV, C. Feuillet PALMA, M. Renaudat ST-JEAN, G. BEAUDOIN, I. SAGNES et C. SIRTORI : Charge-induced coherence between intersubband plasmons in a quantum structure. *Phys. Rev. Lett.*, 109:246808, 2012.
- [55] E. DUPONT, H. C. LIU, A. J. Spring THORPE, W. LAI et M. EXTAVOUR : Vacuum-field rabi splitting in quantum-well infrared photodetectors. *Phys. Rev. B*, 68:245320, 2003.
- [56] L. SAPIENZA, A. VASANELLI, R. COLOMBELLI, C. CIUTI, Y. CHASSAGNEUX, C. MANQUEST, U. GENNSER et C. SIRTORI : Electrically injected cavity polaritons. *Physical Review Letters*, 100:136806, 2008.

- [57] P. JOUY, A. VASANELLI, Y. TODOROV, A. DELTEIL, G. BIASIOL, L. SORBA et C. SIRTORI : Transition from strong to ultrastrong coupling regime in mid-infrared metal-dielectric-metal cavities. *Appl. Phys. Lett.*, 98:231114, 2011.
- [58] Markus GEISER, Fabrizio CASTELLANO, Giacomo SCALARI, Mattias BECK, Laurent NEVOU et Jérôme FAIST : Ultrastrong coupling regime and plasmon polaritons in parabolic semiconductor quantum wells. *Phys. Rev. Lett.*, 108:106402, 2012.
- [59] R. COLOMBELLI, C. CIUTI, Y. CHASSAGNEUX et C. SIRTORI : Quantum cascade intersubband polariton light emitters. *Semiconductor Science and Technology*, 20:985, 2005.
- [60] Markus GEISER, Giacomo SCALARI, Fabrizio CASTELLANO, Mattias BECK et Jérôme FAIST : Room temperature terahertz polariton emitter. *Appl. Phys. Lett.*, 101:141118, 2012.
- [61] Luca SAPIENZA, Angela VASANELLI, Cristiano CIUTI, Christophe MANQUEST, Raffaele COLOMBELLI, Ulf GENNSER et Carlo SIRTORI : Photovoltaic probe of cavity polaritons in a quantum cascade structure. *Applied Physics Letters*, 90:201101, 2007.
- [62] Yuk Nga CHEN, Yanko TODOROV, Benjamin ASKENAZI, Angela VASANELLI, Giorgio BIASIOL, Raffaele COLOMBELLI et Carlo SIRTORI : Antenna-coupled microcavities for enhanced infrared photo-detection. *Applied Physics Letters*, 104:031113, 2014.
- [63] Y. TODOROV, A. M. ANDREWS, R. COLOMBELLI, S. De LIBERATO, C. CIUTI, P. KLANG, G. STRASSER et C. SIRTORI : Ultrastrong light-matter coupling regime with polariton dots. *Phys. Rev. Lett.*, 105:196402, 2010.
- [64] G. T. FOSTER, S. L. MIELKE et L. A. OROZCO : Intensity correlations in cavity qed. *Physical Review A*, 61:53821, 2000.
- [65] E. M. PURCELL : Spontaneous emission probabilities at radio frequencies. *Phys. Rev.*, 69:681, 1946.
- [66] Yanko TODOROV et Carlo SIRTORI : Intersubband polaritons in the electrical dipole gauge. *Physical Review B*, 85:045304, 2012.
- [67] B. ASKENAZI, A. VASANELLI, A. DELTEIL, Y. TODOROV, L. C. ANDREANI, G. BEAUDOIN, I. SAGNES et C. SIRTORI : Ultra-strong light-matter coupling for designer reststrahlen band. *New Journal of Physics*, 16:043029, 2014.
- [68] T. NIEMCZYK, F. DEPPE, H. HUEBL, E. P. MENZEL, F. HOCKE, M. J. SCHWARZ, J. J. GARCIA-RIPOLL, D. ZUECO, T. HÜMMER, E. SOLANO, A. MARX et R. GROSS : Circuit quantum electrodynamics in the ultrastrong-coupling regime. *Nature Physics*, 6:772, 2010.
- [69] G. SCALARI, C. MAISSEN, D. TURCINKOVA, D. HAGENMÜLLER, S. De LIBERATO, C. CIUTI, C. REICHL, D. SCHUH, W. WEGSCHEIDER, M. BECK et J. FAIST : Ultrastrong coupling of the cyclotron transition of a 2d electron gas to a thz metamaterial. *Science*, 335:1323, 2012.



- 
- [70] T. SCHWARTZ, J. A. HUTCHISON, C. GENET et T. W. EBBESEN : Reversible switching of ultrastrong light-molecule coupling. *Phys. Rev. Lett.*, 106:196405, 2011.
- [71] Stéphane KÉNA-COHEN, Stefan A. MAIER et Donal D. C. BRADLEY : Ultrastrongly coupled exciton-polaritons in metal-clad organic semiconductor microcavities. *Advanced Optical Materials*, 1:827, 2013.
- [72] J. BELLESSA, C. SYMONDS, K. VYNCK, A. LEMAITRE, A. BRIOUDE, L. BEAUR, J. C. PLENET, P. VISTE, D. FELBACQ, E. CAMBRIL et P. VALVIN : Giant rabi splitting between localized mixed plasmon-exciton states in a two-dimensional array of nanosize metallic disks in an organic semiconductor. *Physical Review B*, 80:033303, 2009.
- [73] Andrea E. SCHLATHER, Nicolas LARGE, Alexander S. URBAN, Peter NORDLANDER et Naomi J. HALAS : Near-field mediated plexcitonic coupling and giant rabi splitting in individual metallic dimers. *Nano Lett.*, 13:3281, 2013.
- [74] Fumika NAGASAWA, Mai TAKASE et Kei MURAKOSHI : Raman enhancement via polariton states produced by strong coupling between a localized surface plasmon and dye excitons at metal nanogaps. *J. Phys. Chem. Lett.*, 5:14, 2014.
- [75] Curdin MAISSEN, Giacomo SCALARI, Federico VALMORRA, Mattias BECK, Sara CIBELLA, Roberto LEONI, Christian REICHL, Christophe CHARPENTIER, Werner WEGSCHEIDER et Jérôme FAIST : Ultrastrong coupling in the near-field of complementary split ring resonators. *Physical Review B*, 90:205309, 2014.
- [76] Salvatore GAMBINO, Marco MAZZEO, Armando GENCO, Omar Di STEFANO, Salvatore SAVASTA, Salvatore PATANE, Dario BALLARINI, Federica MANGIONE, Giovanni LERARIO, Daniele SANVITTO et Giuseppe GIGLI : Exploring light-matter interaction phenomena under ultrastrong coupling regime. *ACS Photonics*, 1:1042, 2014.
- [77] Y. TODOROV, L. TOSETTO, J. TEISSIER, A. M. ANDREWS, P. KLANG, R. COLOMBELLI, I. SAGNES, G. STRASSER et C. SIRTORI : Optical properties of metal-dielectric-metal microcavities in the thz frequency range. *Opt. Express*, 18:13886–13907, 2010.
- [78] Aymeric DELTEIL : *Exaltation Multicorps du Copulage Lumière-Matière*. Thèse de doctorat, Université Paris Diderot - Paris 7, 2012.
- [79] M. A. ORDAL, L. L. LONG, R. J. BELL, S. E. BELL, R. R. BELL, R. W. ALEXANDER et C. A. WARD : Optical properties of the metals al, co, cu, au, fe, pb, ni, pd, pt, ag, ti, and w in the infrared and far infrared. *Appl. Opt.*, 22:1099, 1983.
- [80] Edward D. PALIK : *Handbook of Optical Constants of Solids*. Academic Press, 1985.
- [81] Sadao ADACHI : Refractive indices of iii - v compounds : Key properties of ingaasp relevant to device design. *J. Appl. Phys.*, 53:5863, 1982.

- [82] Sadao ADACHI : Gaas, alas, and alxga1-xas : Material parameters for use in research and device applications. *J. Appl. Phys.*, 58:R1, 1985.
- [83] Sadao ADACHI : Optical dispersion relations for gap, gaas, gasb, inp, inas, insb, alxga1-xas, and in1-xgaxasy1-y. *J. Appl. Phys.*, 66:6030, 1989.
- [84] F. COMPAGNONE, A. Di CARLO et P. LUGLI : Electron-optical-phonon interaction in the in1-xgaxas/in1-yalyas superlattice. *Phys. Rev. B*, 65:125314, 2002.
- [85] S. VASSANT, A. ARCHAMBAULT, F. MARQUIER, F. PARDO, U. GENNSER, A. CAVANNA, J. L. PELOUARD et J. J. GREFFET : Epsilon-near-zero mode for active optoelectronic devices. *Phys. Rev. Lett.*, 109:237401, 2012.
- [86] Simon VASSANT, Jean-Paul HUGONIN, Francois MARQUIER et Jean-Jacques GREFFET : Berreman mode and epsilon near zero mode. *Opt. Express*, 20:23971, 2012.
- [87] Andrea ALÙ, Mário G. SILVEIRINHA, Alessandro SALANDRINO et Nader ENGHETA : Epsilon-near-zero metamaterials and electromagnetic sources : Tailoring the radiation phase pattern. *Phys. Rev. B*, 75:155410, 2007.
- [88] Christos ARGYROPOULOS, Pai-Yen CHEN, Giuseppe D'AGUANO, Nader ENGHETA et Andrea ALÙ : Boosting optical nonlinearities in epsilon-near-zero plasmonic channels. *Phys. Rev. B*, 85:045129, 2012.
- [89] M. HELM : *The Basic Physics of Intersubband Transitions (Intersubband Transitions in Quantum Wells Physics and Device Applications vol 1)*. San Diego, CA : Academic, 2000.
- [90] Andreas WACKER, Gerald BASTARD, Francesca CAROSELLA, Robson FERREIRA et Emmanuel DUPONT : Unraveling of free-carrier absorption for terahertz radiation in heterostructures. *Physical Review B*, 84:205319, 2011.
- [91] Carlo SIRTORI, Peter KRUCK, Stefano BARBIERI, Philippe COLLOT, Julien NAGLE, Mattias BECK, Jérôme FAIST, et Ursula OESTERLE : Gaas/alxga1-xas quantum cascade lasers. *Appl. Phys. Lett.*, 73:3486, 1998.
- [92] Alessandro TREDICUCCI, Claire GMACHL, Federico CAPASSO, Albert L. HUTCHINSON, Deborah L. SIVCO et Alfred Y. CHO : Single-mode surface-plasmon laser. *Appl. Phys. Lett.*, 76:2164, 2000.
- [93] Rüdiger KÖHLER, Alessandro TREDICUCCI, Fabio BELTRAM, Harvey E. BEERE, Edmund H. LINFIELD, A. Giles DAVIES, David A. RITCHIE, Rita C. IOTTI et Fausto ROSSI : Terahertz semiconductor heterostructure laser. *Nature*, 417:156, 2002.
- [94] P. JOUY, A. VASANELLI, Y. TODOROV, L. SAPIENZA, R. COLOMBELLI, U. GENNSER et C. SIRTORI : Intersubband electroluminescent devices operating in the strong-coupling regime. *Phys. Rev. B*, 82:045322, 2010.
- [95] M. J. ADAMS : *An Introduction to Optical Waveguides*. Chichester, 1981.
- [96] Alastair P. HIBBINS et J. Roy SAMBLES : Squeezing millimeterwaves into microns. *Phys. Rev. Lett.*, 92:143904, 2004.

- 
- [97] Sophocles J. ORFANIDIS : *Electromagnetic Waves and Antennas*. Sophocles J. Orfanidis, 2010.
  - [98] P. JOUY, Y. TODOROV, A. VASANELLI, R. COLOMBELLI, I. SAGNES et C. SIRTORI : Coupling of a surface plasmon with localized subwavelength microcavity modes. *Appl. Phys. Lett.*, 98:021105, 2011.
  - [99] Cheryl FEUILLET-PALMA, Yanko TODOROV, Robert STEED, Angela VASANELLI, Giorgio BIASIOL, Lucia SORBA et Carlo SIRTORI : Extremely sub-wavelength thz metal-dielectric wire microcavities. *Opt. Express*, 20:29121–29130, 2012.
  - [100] E. STRUPIECHONSKI, G. XU, P. CAVALIÉ, N. ISAC, S. DHILLON, J. TIGNON, G. BEAUDOIN, I. SAGNES, A. DEGIRON et R. COLOMBELLI : Hybrid electronic-photonic subwavelength cavities operating at terahertz frequencies. *Physical Review B*, 87:041408, 2013.
  - [101] B. PAULILLO, J. M. MANCEAU, A. DEGIRON, N. ZEROUNIAN, G. BEAUDOIN, I. SAGNES et R. COLOMBELLI : Circuit-tunable sub-wavelength thz resonators : Hybridizing optical cavities and loop antennas. *Optics Express*, 22:21302, 2014.
  - [102] Yanko TODOROV, Isabelle SAGNES, Izo ABRAM et Christophe MINOT : Purcell enhancement of spontaneous emission from quantum cascades inside mirror-grating metal cavities at thz frequencies. *Phys. Rev. Lett.*, 99:223603, 2007.
  - [103] J. MADÉO, Y. TODOROV et C. SIRTORI : Antenna-coupled microcavities for terahertz emission. *Appl. Phys. Lett.*, 104:031108, 2014.
  - [104] Martin A. SCHMIDT : Wafer-to-wafer bonding for microstructure formation. *Proceedings of the IEEE*, 86:1575, 1998.
  - [105] Christine H. TSAU, Mark S. SPEARING et Martin A. SCHMIDT : Characterization of wafer-level thermocompression bonds. *Journal of Microelectromechanical Systems*, 13:963, 2004.
  - [106] D. ANDRIJASEVIC, M. AUSTERER, A. M. ANDREWS, P. KLANG, W. SCHRENK et G. STRASSER : Hybrid integration of gaas quantum cascade lasers with si substrates by thermocompression bonding. *Appl. Phys. Lett.*, 92:051117, 2008.
  - [107] Simone ZANOTTO, Riccardo DEGL’INNOCENTI, Lucia SORBA et Alessandro TREDICUCCI : Analysis of line shapes and strong coupling with intersubband transitions in one-dimensional metallodielectric photonic crystal slabs. *Physical Review B*, 85:035307, 2012.
  - [108] Aji A. ANAPPARA, Alessandro TREDICUCCI, Giorgio BIASIOL et Lucia SORBA : Electrical control of polariton coupling in intersubband microcavities. *Appl. Phys. Lett.*, 91:231118, 2005.
  - [109] Simone ZANOTTO, Riccardo DEGL’INNOCENTI, Ji-Hua XU, Lucia SORBA, Alessandro TREDICUCCI et Giorgio BIASIOL : Ultrafast optical bleaching of intersubband cavity polaritons. *Physical Review B*, 86:201302, 2012.

- [110] A. BENZ, S. CAMPIONE, S. LIU, I. MONTAN, J.F. KLEM, A. ALLERMAN, J.R. WENDT, M.B. SINCLAIR, F. CAPOLINO et I. BRENER : Strong coupling in the sub-wavelength limit using metamaterial nanocavities. *Nat. Commun.*, 4:2882, 2013.
- [111] Christophe CALOZ et Tatsuo ITOH : *Electromagnetic Metamaterials : Transmission Line Theory and Microwave Applications*. John Wiley & Sons, 2005.
- [112] Ari SIHVOLA : Metamaterials in electromagnetics. *Metamaterials*, 1:2–11, 2007.
- [113] Margaux Renaudat SAINT-JEAN : *Laser à cascade quantique intégré dans un guide hyperfréquence pour la réalisation de peigne de fréquence dans le moyen infrarouge*. Thèse de doctorat, Université Paris Diderot - Paris 7, 2015.
- [114] S. L. LAI, D. JOHNSON et R. WESTERMAN : Aspect ratio dependent etching lag reduction in deep silicon etch processes. *American Vacuum Society*, 24(4): 1283, 2006.
- [115] S. GOLKA, M. ARENS, M. REETZ, S. BOUCHOULE, G. PATRIARCHE et T. KWAPIEN : Time-multiplexed, inductively coupled plasma process with separate sicl<sub>4</sub> and o<sub>2</sub> steps for etching of gaas with high selectivity. *American Vacuum Society*, 27(5):2270, 2009.
- [116] Xianliang LIU, Talmage TYLER, Tatiana STARR, Anthony F. STARR, Nan Marie JOKERST et Willie J. PADILLA : Taming the blackbody with infrared metamaterials as selective thermal emitters. *Phys. Rev. Lett.*, 107:045901, 2011.
- [117] Mikhail A. BELKIN, Federico CAPASSO, Feng XIE, Alexey BELYANIN, Milan Fischer Andreas WITTMANN et Jérôme FAIST : Room temperature terahertz quantum cascade laser source based on intracavity difference-frequency generation. *Appl. Phys. Lett.*, 92:201101, 2008.
- [118] Q. Y. LU, N. BANDYOPADHYAY, S. SLIVKEN, Y. BAI et M. RAZEGHI : Continuous operation of a monolithic semiconductor terahertz source at room temperature. *Appl. Phys. Lett.*, 104:221105, 2014.
- [119] Jean-Jacques GREFFET, Rémi CARMINATI, Karl JOULAIN, Jean-Philippe MULET, Stéphane MAINGUY et Yong CHEN : Coherent emission of light by thermal sources. *Nature*, 416:61, 2002.
- [120] Margaux Renaudat ST-JEAN, Maria Ines AMANTI, Alice BERNARD, Ariane CALVAR, Alfredo BISMUTO, Emilio GINI, Mattias BECK, Jerome FAIST, H. C. LIU et Carlo SIRTORI : Injection locking of mid-infrared quantum cascade laser at 14 ghz, by direct microwave modulation. *Laser & Photonics Reviews*, 8:443, 2014.
- [121] Noriyuki OKISU, Yasuo SAMBE et Takeshi KOBAYASHI : Far-infrared emission from two-dimensional plasmons in algaas/gaas heterointerfaces. *Appl. Phys. Lett.*, 48:776, 1986.
- [122] Benjamin S. WILLIAMS : Terahertz quantum-cascade lasers. *Nature Photonics*, 1:517, 2007.

- 
- [123] S. LAW, C. ROBERTS, T. KILPATRICK, L. YU, T. RIBAUDO, E. A. SHANER, V. PODOLSKIY et D. WASSERMAN : All-semiconductor negative-index plasmonic absorbers. *Phys. Rev. Lett.*, 112:017401, 2014.
  - [124] Simone De LIBERATO et Cristiano CIUTI : Stimulated scattering and lasing of intersubband cavity polaritons. *Phys. Rev. Lett.*, 102:136403, 2009.
  - [125] A. DELTEIL, A. VASANELLI, P. JOUY, D. BARATE, J. C. MORENO, R. TEISSIER, A. N. BARANOV et C. SIRTORI : Optical phonon scattering of cavity polaritons in an electroluminescent device. *Physical Review B*, 83:081404, 2011.
  - [126] W. GUDAT et D.E. EASTMAN : Electronic surface properties of iii-v semiconductors : Excitonic effects, dand-bending effects, and interactions with au and o adsorbate layers. *Journal of Vacuum Science and Technology*, 13:831, 1976.
  - [127] Toru TAKAGI : Refractive index of ga1-xinxas prepared by vapor-phase epitaxy. *Japanese Journal of Applied Physics*, 17:1813, 1978.